

**Untersuchung
von Zwei-Nukleon Transferreaktionen
mit polarisierten Deuteronen**

Florian Merz



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41554617_0037

Untersuchung von Zwei-Nukleon Transferreaktionen

mit polarisierten Deuteronen

Dissertation

der Fakultät für Physik

der Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von

Florian Merz

aus Traunstein

München, 27. Februar 1987

1. Gutachter : Prof. G. Graw

2. Gutachter : Prof. H. Wolter

Tag der mündlichen Prüfung : 25. Juni 1987

Zusammenfassung

In dieser Arbeit werden zunächst die Ergebnisse der Untersuchung der Zwei-Nukleon Transferreaktionen $^{40}\text{Ca}(d,\alpha)^{38}\text{K}$ und $^{209}\text{Bi}(d,\alpha)^{207}\text{Pb}$ mit kernspinpolarisierten Deuteronen bei einer Einschußenergie $E_d \approx 20$ MeV vorgestellt. Die (d,α) Reaktion wird an diesen, wegen ihrer besonders gut bekannten Struktur ausgewählten Kernen, vor allem im Hinblick auf den Reaktionsmechanismus studiert. Unter Vernachlässigung der endlichen Reichweite der Wechselwirkung wird dazu in DWBA-Rechnungen ('Distorted Wave Born Approximation') neben dem direkten Transfer auch der sequentielle Transfer der beiden Nukleonen im Rahmen der CRC-Näherung ('Coupled Reaction Channels') betrachtet.

In der Reaktion $^{40}\text{Ca}(d,\alpha)^{38}\text{K}$ werden die Übergänge zu den tiefliegenden Zuständen positiver Parität in ^{38}K studiert. DWBA-Rechnungen mit spektroskopischen Amplituden aus verschiedenen Schalenmodell-Wellenfunktionen für diese Zustände ergeben meist eine befriedigende Beschreibung des differentiellen Wirkungsquerschnitts und der Vektoranalysierstärke; die Tensoranalysierstärken sind teilweise sehr sensitiv auf die spektroskopischen Amplituden, werden aber in den 'zero-range' Rechnungen nicht reproduziert. Bei der kinematisch gut angepassten Reaktion $^{40}\text{Ca}(d,\alpha)$ dominiert der direkte Transfer; die CRC-Rechnungen ergeben hier einen sehr kleinen Beitrag von sequentiellem Transfer.

Mit der Reaktion $^{209}\text{Bi}(d,\alpha)^{207}\text{Pb}$ wurden die Übergänge zu den Neutron-Loch-Zuständen der $82 \leq N \leq 126$ Schale untersucht; Target und Restkern haben in diesem Fall praktisch reinen Einteilchen- bzw. Ein-Loch Charakter. Diese Reaktion hat einen sehr kleinen Wirkungsquerschnitt und erweist sich als kinematisch schlecht angepasst; der direkte Transfer ist hier stark behindert. Die Rechnungen zum sequentiellen Transfer ergeben für $^{209}\text{Bi}(d,\alpha)$ einen signifikanten 'two-step'-Beitrag; für den Grundzustandsübergang ist der sequen-

tielle Transfer sogar der dominierende Prozess. Die kohärente Überlagerung von direktem und sequentielltem Transfer ergibt eine befriedigende Beschreibung des differentiellen Wirkungsquerschnitt und der Vektoranalysierstärke.

Experimente mit tensorpolarisierten Deuteronen haben sich als sehr sensitiv auf eine $\ell=2$ -Beimischung (D-Zustand) in der Wellenfunktion des transferierten Teilchens erwiesen. Aus einer 'finite-range' DWBA-Analyse der Reaktionen $^{40}\text{Ca}(d,t)$, $^{40}\text{Ca}(d,^3\text{He})$ und $^{40}\text{Ca}(d,\alpha)$ wird im letzten Teil der Arbeit die Größe der D-Zustandsbeimischung zur Grundzustandswellenfunktion von ^3H , ^3He und ^4He bestimmt. In einer Cluster-Entwicklung $d+n$, $d+p$ bzw. $d+d$ von ^3H , ^3He bzw. ^4He wird der etablierte Wert für den D-Zustand von ^3H reproduziert; der für ^3He ermittelte Wert stimmt sehr gut mit neueren experimentellen Ergebnissen und dem theoretisch erwarteten Wert überein. Für die (d,α) Reaktion erlaubt nur der Übergang zum 3^+ -Grundzustand eine Bestimmung des D-Zustandes von ^4He ; der sich hier ergebende Wert (er hängt etwas von der Kernstruktur des 3^+ -Zustandes ab) stimmt gut mit neueren Rechnungen zur Impulsverteilung von $d+d$ -Clustern in ^4He sowie Ergebnissen der Fusionsreaktion $d(d,\gamma)\alpha$ überein. Für die drei Reaktionen wurde auch der Einfluß eines Deuteron-Tensorpotentials auf die D-Zustandsbestimmung untersucht; ohne Tensorpotential ergeben sich durchweg etwa 10 % größere Werte für die Amplituden der $\ell=2$ -Beimischung.

Ein Teil dieser Arbeit, die Untersuchungen zum D-Zustand betreffend, wurde mit Genehmigung des Dekans der Sektion Physik der Universität München vorab in 'Physics Letters B 183 (1987)' veröffentlicht.

I N H A L T

I.	Einleitung	1
II.	Experimentelle Durchführung	
	1. Der polarsierte Deuteronenstrahl	9
	2. Beschreibung der Strahlpolarisation	11
	3. Die Analysierstärken	14
	4. Der experimentelle Aufbau	18
III.	Theoretische Grundlagen	
	1. Die DWBA-Übergangsamplitude	29
	2. Formfaktor für die Zwei-Nukleon Transferreaktion	37
	3. Berücksichtigung des D-Zustandes von ^4He	50
IV.	Experimentelle Ergebnisse und Analyse	
	1. 'zero-range' Analyse der Reaktion $^{40}\text{Ca}(d,\alpha)$	
	a) Übersicht	56
	b) ^{40}Ca und ^{38}K im Schalenmodell	57
	c) DWBA-Analyse	59
	d) Die einzelnen Zustände	66
	α) 3^+ Grundzustand	
	β) 1^+ bei 459 keV	
	γ) 1^+ bei 1698 keV	
	δ) 2^+ bei 3432 keV	
	e) Sequentieller Transfer	83
	2. Die Reaktion $^{209}\text{Bi}(d,\alpha)$	
	a) Direkter Transfer	92
	b) Sequentieller Transfer	98
	3. D-Zustand von ^3H , ^3He und ^4He	
	a) Einleitung	102
	b) Clusterentwicklung	104
	c) 'finite-range' DWBA-Rechnungen	106
	d) Ergebnisse	
	α) (d,t) und $(d,^3\text{He})$	107
	β) $(d,^4\text{He})$	113
V.	Schlußbetrachtung	121
	Anhang	123
	Literaturverzeichnis	129

I. Einleitung

Übersicht

Gegenstand dieser Arbeit ist die Untersuchung von Transferreaktionen mit kernspinpolarisierten Deuteronen. Dabei interessieren vor allem diejenigen Ein- und Zwei-Nukleon 'Pick-up' Reaktionen, bei denen der Grundzustand von ${}^3\text{He}$ bzw. ${}^4\text{He}$ in einem direkten Einfangprozess gebildet wird.

Messungen, bei denen die Tensorkomponente der Kernspinpolarisation der Deuteronen verwendet wird, geben dabei - im Rahmen des Modells direkter Reaktionen - sehr ausgeprägte experimentelle Signaturen, die mit der Beimischung einer $\ell=2$ -Komponente (D-Zustand) zum Grundzustand von ${}^3\text{He}$ bzw. ${}^4\text{He}$ verknüpft sind. Beimischungen einer solchen D-Zustandskomponente in der Größenordnung von 5 % zur dominierenden S-Wellenfunktion sind auf Grund der Tensorkomponente der Nukleon-Nukleon-Kraft plausibel.

Beim Deuteron bewirkt diese Beimischung die wohlbekannte intrinsische Deformation, die wegen des Kernspins $S = 1$ auch unmittelbar als spektroskopisches Quadrupolmoment des Deuterons beobachtbar ist. Bei den Kernen mit $A=3$ bzw. $A=4$ verschwindet das spektroskopische Quadrupolmoment wegen des Spins $S = 1/2$ bzw. $S = 0$. In einer direkten Reaktion mit polarisierten Deuteronen wird jedoch auf einen Teil der Wellenfunktion des $A=3$ - bzw. $A=4$ -Systems projiziert, so daß Beimischungen einer $\ell=2$ -Komponente wieder sichtbar werden.

Für Deuteron und Triton wurden auf diese Weise aus den Transferreaktionen (d,p) und (d,t) - insbesondere für das Deuteron - sehr präzise Werte mit einer relativen Genauigkeit von 2 % erhalten. Die zusätzliche Information über den D-Zustand des Deuterons ist unter anderem sehr hilfreich, um im Rahmen theoretischer Modelle die Größe des Quark-Bags eines Nukleons einzuschränken (ERI-85).

Diese präzisen Messungen erfolgten bei sehr niedrigen Einschußenergien an schweren Targetkernen, so daß die Coulomb-Abstoßung von Kern und Projektil dominiert und nur noch der langreichweitige Teil der Wellenfunktion des transferierten Teilchens beiträgt. Daher entfallen in der modellmäßigen Analyse viele Unsicherheiten, die bei Untersuchungen einer solchen Reaktion bei hohen Energien auf Grund vernachlässigter Effekte höherer Ordnung wegen der starken Kernkraft ins Spiel kommen.

Zur Untersuchung von ^3He und ^4He ist man auf den Transfer geladener Teilchen - Proton bzw. Deuteron - angewiesen. Für niedrige Einschußenergien, bei denen Eingangs- und Ausgangskanal deutlich unter der Coulomb-Barriere liegen, ergeben die kinematischen Verhältnisse viel zu kleine Wirkungsquerschnitte; man muß zu höheren Energien übergehen. Hier steht dann nicht nur der Transfer sondern auch das ein- und auslaufende Teilchen unter dem Einfluß der Kernkräfte. Daher kann man hier für entsprechende Untersuchungen wohl allenfalls eine Genauigkeit in der Größenordnung von 10 % erwarten.

Bisherige bzw. parallel zu dieser Arbeit laufende Untersuchungen des D-Zustandes von ^3He bzw. ^4He benutzten entweder Transferreaktionen oder die Fusionsreaktionen $\text{H}(\bar{\text{d}}, \gamma)^3\text{He}$ bzw. $\text{d}(\bar{\text{d}}, \gamma)^4\text{He}$ mit tensorpolarisierten Deuteronen. Auch bei der Fusionsreaktion hat man Kernwechselwirkung im Eingangskanal. Auf Grund der Gegebenheiten durch die vorhandenen Beschleuniger wurden diese Experimente bei niedrigen Energien um $E_d = 10$ MeV durchgeführt, so daß Reaktionsmechanismus (Compoundkern-Beitrag) und mögliche Mehrstufenprozesse zusätzlich signifikante Unsicherheiten implizieren. Die Ergebnisse streuen entsprechend.

Neben dem Studium von D-Zustandseffekten besteht auch ein lebhaftes Interesse an der detaillierten Untersuchung des Reaktionsmechanismus von Zwei-Nukleon Transferreaktionen, vor allem im Hinblick auf den direkten und sequentiell-

len Transfer der beiden Nukleonen. Die Interpretation der experimentellen Daten gab hier teilweise Anlaß zu einer kontroversen Diskussion : Daten der Reaktion $^{208}\text{Pb}(\alpha, d)$ bei 33 und 48 MeV (DAE-78) (dies entspricht einer Deuteron-Energie von etwa 16 bzw. 31 MeV) lassen sich sowohl als Interferenz von direktem und sequentiellm Transfer (DAE-78; DAE-81), als auch durch Berücksichtigung des D-Zustandes in ^4He (NAG-82) erklären.

In dieser Arbeit wird die Untersuchung von Transferreaktionen an ^{40}Ca dargestellt. Auf Grund der vergleichsweise hohen Einschußenergie von 20 MeV der polarisierten Deuteronen und der Daten im Winkelbereich maximalen Wirkungsquerschnitts ergeben sich bei diesem Kern besonders günstige Verhältnisse zum Studium von D-Zustandseffekten.

Um hinsichtlich einiger Fragen zum Reaktionsmechanismus der (d, α) Reaktion, insbesondere zum direkten und sequentiellen Transfer, einige zusätzliche experimentelle Anhaltspunkte zu haben, wird auch auf eine etwas ältere Messung von uns an ^{209}Bi bei 23.17 MeV eingegangen.

DWBA-Analyse

In der vorliegenden Arbeit konzentriert sich die Darstellung auf die verschiedenen, für die (d, α) Reaktion relevanten Aspekte; auf die Ein-Nukleon Transferreaktionen (d, t) und $(d, ^3\text{He})$ wird vergleichsweise kurz eingegangen, da vieles durch die Diskussion der (d, α) Reaktion impliziert ist oder bereits in früheren Arbeiten (SEI-82) ausführlich dargestellt wurde.

Bei Deuteron-induzierten Transferreaktionen bei Einschußenergien um 20 MeV ist der Compoundkern-Beitrag vernachlässigbar klein; es dominiert die rasch ablaufende 'direkte' Reaktion, die über einfache Konfigurationen von Target und Restkern erfolgt. Die 'Distorted Wave Born

Approximation' (DWBA), eine streutheoretische Verallgemeinerung der Störungstheorie, hat sich als sehr erfolgreiches Modell zur Beschreibung solcher direkter Reaktionen erwiesen. Dabei geht die Struktur der betrachteten Zustände über 'Formfaktoren' ein, die Dynamik der Reaktion wird durch die Streuwellenfunktionen am Kernort beschrieben. Die Streuwellenfunktionen ergeben sich aus 'optischen' Potentialen, die aus einer Analyse der elastischen Streuung folgen.

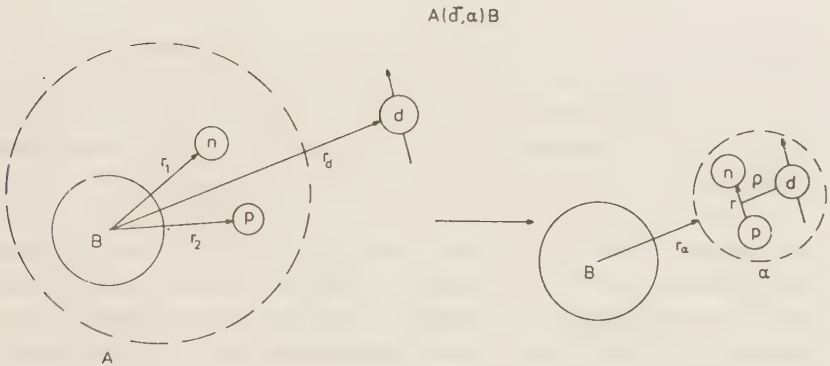
Geht man davon aus, daß Target- und Restkern im Schalenmodell beschrieben werden, so wird in einer Ein-Nukleon Transferreaktion an einem Targetkern mit Spin 0^+ genau eine Schalenmodell Konfiguration bevölkert. Deren Stärke ergibt sich direkt aus der Wahrscheinlichkeit des Transfers - also aus dem differentiellen Wirkungsquerschnitt. Die Winkelverteilungen von Wirkungsquerschnitt und Vektoranalysierstärke erweisen sich als charakteristisch für die transferierten Drehimpulse L und J , so daß sich die Quantenzahlen der bevölkerten Konfiguration meist aus den experimentellen Daten bestimmen lassen.

Auch bei der Analyse der (d,α) Reaktion geht man von einer Beschreibung der schweren Kerne im Schalenmodell aus. Dabei befinden sich die beiden transferierten Nukleonen im Targetkern in den Schalenmodell-Orbitalen $\eta_i = (n_i, l_i, j_i)$, $i \in \{1, 2\}$. Häufig können mehrere Kombinationen von Orbitalen η_1, η_2 zur Reaktion beitragen; deren Amplituden $\beta(\eta_1 \eta_2, LJ)$ beschreiben die Projektion der Wellenfunktion des Targetkerns auf die des Restkerns :

$$\langle B|A \rangle = \sum \eta_1 \eta_2 \beta(\eta_1 \eta_2, LJ) [\varphi_n(\eta_1) \otimes \varphi_p(\eta_2)]_{LJ}$$

Die Größe des Wirkungsquerschnitts hängt davon ab, ob die Beiträge der verschiedenen Konfigurationen konstruktiv oder destruktiv interferieren. Auch sind für die (d,α) Reaktion, selbst an Targetkernen mit Spin 0^+ , meist mehrere Werte für den transferierten Bahndrehimpuls L möglich;

Betrag und Phase der Beiträge dieser Drehimpulse ist ebenfalls durch die mikroskopische Struktur der Zustände bestimmt. Eine quantitative Analyse von (d,α) Reaktionen im Rahmen der DWBA setzt daher die Kenntnis der Struktur der bevölkerten Zustände voraus.



Figur I.1 : Schematische Darstellung einer (d,α) Reaktion

Die einfachste Annahme für den Mechanismus der (d,α) Reaktion ist, daß die beiden Nukleonen als Deuteron-Cluster (d') transferiert werden; von der Wellenfunktion von ${}^4\text{He}$ geht in diesem Modell dann nur die Projektion auf die beiden Fragmente d und d' (Projektile und transferiertes Teilchen) ein.

$$\langle d d' | \alpha \rangle = \sum_{\ell=0,2} (-1)^{1-\sigma_d'} (\ell \lambda 1 \sigma_d | 1 - \sigma_d') U_\ell(\rho) Y_\ell^1(\hat{\rho})$$

Die Funktionen $U_\ell(\rho)$ beschreiben die Relativbewegung der beiden Cluster; die $\ell=2$ -Komponente ist eine wesentliche Konfiguration des D-Zustandes von ${}^4\text{He}$.

Transferreaktionen mit tensorpolarisierten Deuteronen sind auf die D-Zustandskomponente $U_2(\rho)$ der Wellenfunktion des transferierten Teilchens empfindlich. Bei nicht zu hohen Deuteron-Einschußenergien sind die D-Zustandseffekte näherungsweise proportional zu der Größe D_2 , die sich aus einer 'local energy' Approximation (JOH-71) ergibt als :

$$D_2 = \frac{1}{15} \frac{\int U_2(\rho) \rho^4 d\rho}{\int U_0(\rho) \rho^2 d\rho}$$

Diese Größe wird im folgenden stets als Maß für die Stärke von D-Zustandsbeimischungen bei Transferreaktionen verwendet.

Eine $\ell=2$ -Komponente kann in DWBA-Rechnungen nur mitgenommen werden, wenn die endliche Reichweite von $U_0(\rho)$, $U_2(\rho)$ und der Wechselwirkung berücksichtigt wird. Die heute verfügbaren 'finite-range' Codes erlauben es nicht, beim Transfer zusätzlich auch noch die innere Struktur der Fragmente wie etwa einen 'inneren' D-Zustand des transferierten Deutrons d' mitzunehmen.

Auswahl der Targetkerne

Da bei der Analyse von (d,α) Reaktionen die Kernstruktur ganz wesentlich eingeht, haben wir für unsere Untersuchung von Reaktionsmechanismus und D-Zustandseffekten nach Beispielen mit besonders gut bekannter Struktur gesucht.

Hier bieten sich die Kerne der (sd)-Schale an. Dies sind die schwersten Kerne, für die es noch gute Kernstruktur-Untersuchungen im Rahmen des Schalenmodells gibt. Der doppelt magische Kern ^{40}Ca wurde als Target ausgewählt, da hier die (d,α) Reaktion einen vergleichsweise großen Wirkungsquerschnitt aufweist und zudem die tiefliegenden Endzustände Linearkombinationen von wenigen Konfigurationen sind, deren Mischungskoeffizienten aus Schalenmodell-Rechnungen beson-

ders gut festgelegt sein sollten. Die Matrixelemente dieser Kernstruktur-Rechnungen sind aus der Anpassung von Rechnungen im vollen (sd)-Konfigurationsraum an sehr viele Zustände von Kernen aus der ganzen (sd)-Schale ermittelt worden.

^{40}Ca ist ein sphärischer Kern - Beiträge von inelastischem Transfer sollten daher hier eine geringere Rolle spielen als bei den übrigen Kernen der (sd)-Schale.

Häufig beobachtet man für schwere sphärische Kerne eine besonders gute Beschreibung der Daten im Rahmen der DWBA, daher wollten wir die (d,α) Reaktion auch an einem schweren Targetkern untersuchen. Zuverlässige Kernstruktur-Rechnungen gibt es hier, wegen des sehr guten Schalenabschlusses bei ^{208}Pb , nur für die Kerne um $A=208$. Die (d,α) Reaktion an einem gg-Kern aus dieser Massengegend stellt aber, wegen der sehr hohen Niveaudichte der uu-Kerne, sehr hohe Anforderungen an die Energieauflösung. Allein für die Reaktion $^{209}\text{Bi}(d,\alpha)^{207}\text{Pb}$ hat man sowohl einfache Struktur von Target- und Restkern, als auch genügend große Abstände der Energieniveaus um, angesichts der kleinen Wirkungsquerschnitte, auch dickere Targets für die Messung mit dem polarisierten Strahl verwenden zu können.

Die tiefliegenden Zustände von Target- und Restkern sind praktisch reine Ein-Teilchen- bzw. Ein-Loch Zustände relativ zu ^{208}Pb , daher entfällt hier jede Modellannahme in Bezug auf Mischungsamplituden der beteiligten Konfigurationen; ebenso ist die Struktur der möglichen Zwischenzustände beim sequentiellen Transfer nahezu eindeutig festgelegt.

Gliederung der Arbeit

Im folgenden will ich zuerst an die Beschreibung der Strahlpolarisation und des 'polarisierten' Wirkungsquerschnitts sowie an die Definition der Analysierstärken erinnern und auf einige Aspekte der Experimente in der 4π -Streu-kammer und am Q3D-Magnetspektrographen eingehen (Kapitel

II). Anschließend werden im dritten Kapitel einige, für die (d,α) Reaktion wichtige, theoretische Grundlagen zusammengestellt. Im vierten Kapitel werden schließlich die experimentellen Daten zusammen mit einer DWBA-Analyse vorgestellt. Gegenstand der ersten beiden Abschnitte dieses Kapitels ist die Analyse der Reaktionen $^{40}\text{Ca}(d,\alpha)$ und $^{209}\text{Bi}(d,\alpha)$ im Rahmen der konventionellen 'zero-range' DWBA. Für den direkten Transfer werden hier jeweils die Ergebnisse der mikroskopischen Berechnung des Zwei-Nukleon Formfaktors und des Cluster-Transfers gegenübergestellt; für die Reaktion $^{40}\text{Ca}(d,\alpha)$ werden zusätzlich die Ergebnisse verschiedener Schalenmodell-Rechnungen verglichen. Anschließend wird für jede der beiden Reaktionen auch der sequentielle Transfer der beiden Nukleonen in der 'Coupled Reaction Channels'-Näherung in die Analyse einbezogen.

Während die Vernachlässigung der endlichen Reichweite der Wechselwirkung in der DWBA eine gute Näherung zur Beschreibung der Daten des Wirkungsquerschnitts und der Vektoranalysierstärke darstellt, versagt sie jedoch bei der Beschreibung der Tensoranalysierstärken der Ein- und Zwei-Nukleon Transferreaktionen.

Die Effekte, die sich bei Berücksichtigung der endlichen Reichweite ergeben, werden im dritten Abschnitt dieses Kapitels für die Reaktionen $^{40}\text{Ca}(d,t)^{39}\text{Ca}$, $^{40}\text{Ca}(d,^3\text{He})^{39}\text{K}$ und $^{40}\text{Ca}(d,^4\text{He})^{38}\text{K}$ diskutiert. Insbesondere interessiert hier, in einer Clusterentwicklung $d+n$, $d+p$ bzw. $d+d$ von ^3H , ^3He bzw. ^4He , der D-Zustandseffekt und die Bestimmung von D_2 .

Der bekannte Wert von $D_2(^3\text{H})$ erlaubt es, die Zuverlässigkeit des Vorgehens zu testen. Bei einer konsistenten Beschreibung aller Effekte im Eingangskanal wird die Ermittlung der Werte für $D_2(^3\text{He})$ und $D_2(^4\text{He})$ aus einer χ^2 -Analyse der Daten dargestellt.

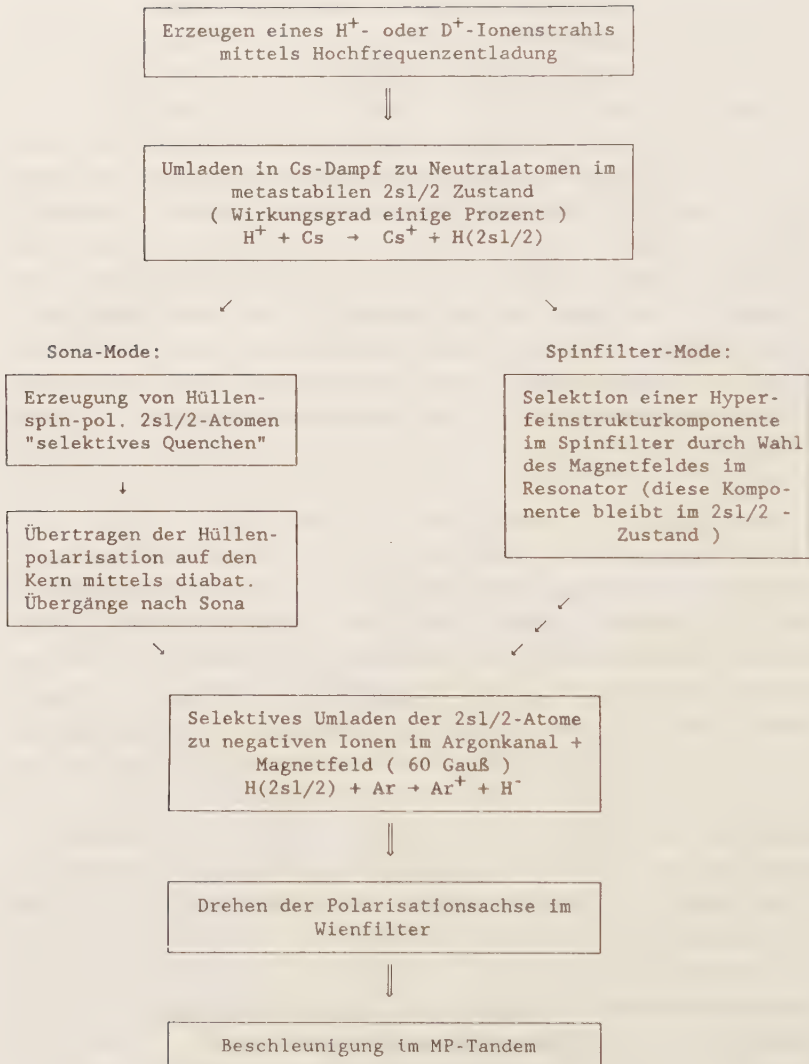
II. Experimentelle Durchführung

II.1. Der polarisierte Deuteronenstrahl

Ein Strahl von Teilchen mit Spin heißt polarisiert, wenn die durch die unterschiedliche Ausrichtung des Spins bezüglich einer Quantisierungsachse (z.B. eines äußeren Magnetfeldes) definierten Unterzustände nicht gleichmäßig besetzt sind. Seit 1960 werden Ionenquellen zur Erzeugung von polarisierten Strahlen gebaut; meist für wasserstoffähnliche Ionen, aber seit einigen Jahren auch für schwerere Ionen wie ^7Li und ^{23}Na (KRA-85). Die Ausrichtung des Kernspins wird dabei durch Selektion einer oder mehrerer Hyperfeinstrukturkomponenten erreicht.

Experimente mit solch einem 'polarisierten Strahl' ermöglichen ein sehr eingehendes Studium von Kernreaktionen. So wird zum Beispiel die Bestimmung von spinabhängigen Termen im Potential der elastischen Streuung (Spin-Bahn- und Tensorterm des optischen Potentials) möglich; ferner gestatten sie eine sehr detaillierte Untersuchung der Kernstruktur, sowohl in der inelastischen Streuung (CLE-82), als auch bei Transferreaktionen (SEI-82). Die volle Breite der Anwendungsmöglichkeiten von polarisierten Strahlen sind z.B. in (HAE-74a) und den Proceedings der periodisch stattfindenden 'International Conferences on Polarization Phenomena in Nuclear Physics' (z.B. Osaka 1985; Santa Fe 1980; Zürich 1975; Madison 1970) beschrieben.

In München steht seit einiger Zeit eine Ionenquelle zur Verfügung, die unter Ausnutzung der Lamb-Shift zwischen dem metastabilen $2s_{1/2}$ - und dem $2p_{1/2}$ -Niveau der Atomhülle kernspinpolarisierte D^- - und H^- -Ionen liefert (P. Schiemenz und Mitarbeiter). Eine frühere Version der Lamb-Shift Quelle (LSQ) (FRI-80) benutzte ein auf Sona (SON-67) zurückgehendes Verfahren zur Übertragung der Polarisation auf den Kern. 1983 wurde diese Ionenquelle durch eine verbesserte LSQ (SCH-85) ersetzt, die sowohl im Sona-Mode zur Erzeugung



Figur II.1 : Schema der Münchner Lamb-Shift Quelle für
polarisierte Deuteronen

vektorpolarisierter Deuteronen, als auch mit einem Spinfilter (ECK-82) betrieben werden kann. Im Spinfilter-Mode ist der Strahl gemischt vektor- und tensorpolarisiert (siehe unten). An die Quelle schließt sich ein doppelfokussierendes Wienfilter an, mit dem die Polarisationsachse in jede beliebige Richtung gedreht werden kann.

Mit dieser Ionenquelle erhält man im Routinebetrieb Stromstärken am Target von bis zu $1 \mu\text{A}$ im Sona-Mode bzw. bis zu 400 nA mit dem Spinfilter.

Die Funktionsweise der Quelle ist in Figur 1 schematisch dargestellt.

II.2. Beschreibung der Strahlpolarisation

Am Beispiel eines Deuteronenstrahls will ich hier kurz an die Definition der Strahlpolarisation erinnern. Die dabei verwendete Nomenklatur ist in der 'Madison-Konvention' festgelegt (BAR-71).

Bezüglich einer Quantisierungsachse ($\hat{z}$ -Achse des gewählten Koordinatensystems) hat ein Deuteron (Spin $S = 1$) $2 \cdot S + 1 = 3$ Einstellmöglichkeiten mit den Projektionen des Spins auf die $\hat{z}$ -Achse: $m_s = +1, 0, -1$. Art und Größe der Polarisation sind durch die in der Quelle erzeugten Besetzungswahrscheinlichkeiten w_+ , w_0 , w_- dieser m_s -Unterzustände bestimmt.

Auf Grund der Magnetfeldanordnung bei der Ionisation in der Quelle ist die Quantisierungsachse die Strahlachse; die D^- -Ionen sind also z.B. parallel oder antiparallel zur Strahlrichtung polarisiert. Statt der im allgemeinen Fall notwendigen acht unabhängigen Tensormomente P_i , P_{ij} (in kartesischer Notation) genügen in diesem Spezialfall zwei Größen zur Beschreibung der Strahlpolarisation (HAE-74b).

Es gilt :

$$P_3 = w_+ - w_- \quad \text{Vektorpolarisation} \quad (\text{II.1})$$

$$P_{33} = w_+ + w_- - 2w_0 = 1 - 3w_0 \quad \text{Tensorpolarisation}$$

Ein unpolarisierter Strahl ist charakterisiert durch :

$$w_+ = w_0 = w_- = 1/3$$

Zwei übersichtliche Spezialfälle eines polarisierten Strahls sind :

a) der rein vektorpolarisierte Strahl: $P_{33} = 0$. Die asymmetrische Besetzung der Zustände mit $m_S = +1$ und $m_S = -1$ bedeutet die Auswahl des Vorzeichens einer Spinrichtung.

Für einen Deuteronenstrahl kann P_3 , wegen $w_0 = 1/3$, in diesem Fall nur die Werte

$$-2/3 \leq P_3 \leq +2/3$$

annehmen.

b) der rein tensorpolarisierte Strahl: $P_3 = 0$. Die symmetrische Besetzung von $m_S = +1$ und $m_S = -1$ entspricht der Auswahl einer Spinachse. Wegen $w_0 \neq 1/3$ hat man eine Ausrichtung des Deuterons bezüglich seines Quadrupolmomentes ($Q_d = +0.286 \pm 0.015 \text{ fm}^2$ (THO-78)) (alignment), im Gegensatz zu a), wo $w_0 = 1/3$ eine im statistischen Mittel sphärische Massenverteilung der Deuteronen im Strahl gewährleistet.

Betreibt man eine LSQ im Spinfiler-Mode, ist jeweils nur eine der Besetzungswahrscheinlichkeiten w_+ , w_0 , w_- von Null verschieden; in diesem Fall ist der Strahl i. A. gemischt vektor- und tensorpolarisiert. Die für jeden dieser drei Spinfiler-Moden möglichen Werte von P_3 und P_{33} sind in Tabelle 1 angegeben.

	$m_S = +1$	$m_S = 0$	$m_S = -1$
P_3	+ 1	0	- 1
P_{33}	+ 1	- 2	+ 1

Tabelle II.1 : Vektor- und Tensorpolarisation für die drei Spinfilerzustände

In Tabelle 1 sind die jeweiligen theoretischen Maximalwerte der Polarisation angegeben. Die tatsächliche Strahlpolarisation wurde mit Hilfe der Streuung an ^4He auf 1-2 % genau gemessen; sie hängt geringfügig von der Einstellung der Ionenquelle ab und beträgt etwa 65 % des theoretischen Wertes.

Bei einem Spinfilerstrahl hat man den zusätzlichen Vorteil, daß die einzelnen Meßruns mit den drei Spinfiler-Moden ionenoptisch äquivalent sind, da zur Änderung der Strahlpolarisation des Spinfilerstrahls nur ein Magnetfeld im Bereich des Neutralstrahls von 575 Gauß um ± 10 Gauß variiert werden muß. Ein 'steuern' des Strahles ist dabei praktisch ausgeschlossen.

II.3. Die Analysierstärken

Neben dem unpolarisierten Wirkungsquerschnitt erhält man aus einer Messung mit einem polarisierten Strahl als zusätzliche Observable die sogenannten Analysierstärken.

Bei Reaktionen mit polarisierten Deuteronen gibt es vier unabhängige, reelle Größen : die Vektoranalysierstärke A_y bzw. iT_{11} und die Tensoranalysierstärken A_{xx} , A_{yy} , A_{zz} mit $\sum A_{ii} = 0$ und A_{xz} bzw. T_{20} , T_{21} , T_{22} (in kartesischer bzw. sphärischer Notation) (BAR-71). In Tabelle 2 sind die Beziehungen zwischen den Analysierstärken in kartesischer und sphärischer Notation angegeben.

$$A_y = \frac{2}{\sqrt{3}} iT_{11}$$

$$iT_{11} = \frac{\sqrt{3}}{2} A_y$$

$$A_{xx} = \sqrt{3} T_{22} - \frac{1}{\sqrt{2}} T_{20}$$

$$T_{20} = \frac{1}{\sqrt{2}} A_{zz}$$

$$A_{yy} = -\sqrt{3} T_{22} - \frac{1}{\sqrt{2}} T_{20}$$

$$T_{21} = -\frac{1}{\sqrt{3}} A_{xz}$$

$$A_{zz} = \sqrt{2} T_{20}$$

$$T_{22} = \frac{1}{2\sqrt{3}} (A_{xx} - A_{yy})$$

$$A_{xx} + A_{yy} + A_{zz} = 0$$

$$A_{xz} = -\sqrt{3} T_{21}$$

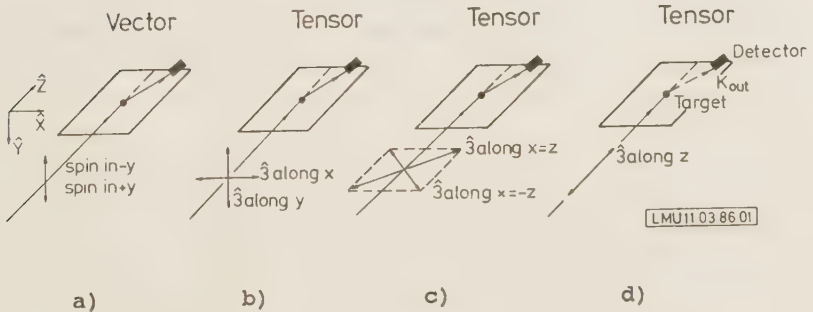
Tabelle II.2 : Umrechnung der Analysierstärken :
kartesische $\leftrightarrow$ sphärische Notation

Das Koordinatensystem am Reaktionsort, das zur Beschreibung der Analysierstärken verwendet wird, ist in der 'Madison-Konvention' (BAR-71) festgelegt :

$\hat{z}$ in Richtung $\hat{k}_{in}$

$$\hat{y} = \hat{k}_{in} \times \hat{k}_{out}$$

Dieses Koordinatensystem ($\hat{x}$, $\hat{y}$, $\hat{z}$) ist in Figur 2 eingezeichnet; dazu einige häufig benutzte Orientierungen der $\hat{z}$ -Achse (Spinachse), die mit dem Wienfilter in jede beliebige Richtung gedreht werden kann. Bezüglich dieser Achse hat die Strahlpolarisation die Komponenten P_3 und P_{33} (siehe oben).



Figur II.2 : Einige häufig verwendete Orientierungen der Spinachse am Targetort.

Seien x, y, z die Komponenten des Einheitsvektors in Richtung der $\hat{\beta}$ -Achse. Der differentielle Wirkungsquerschnitt mit polarisiertem Strahl σ_{pol} (Strahlpolarisation P_3, P_{33}) für den in Figur 2 eingezeichneten Detektor läßt sich dann durch den 'unpolarisierten' differentiellen Wirkungsquerschnitt σ_{unp} und die Analysierstärken A_{ik} ausdrücken (hier in kartesischer Notation) :

$$\sigma_{\text{pol}} = \sigma_{\text{unp}} \left[1 + \frac{3}{2} P_3 A_y y + P_{33} A_{xz} xz + \frac{P_{33}}{2} (A_{xx} x^2 + A_{yy} y^2 + A_{zz} z^2) \right] \quad (\text{II.2})$$

Hier hängen die Wirkungsquerschnitte σ und die Analysierstärken A_{ik} vom Streuwinkel θ ab.

Für die in Figur 2 eingezeichneten Orientierungen der $\hat{\beta}$ -Achse ergeben sich die Analysierstärken (wieder in kartesischer Notation geschrieben) sehr anschaulich aus dem Verhältnis der polarisierten Wirkungsquerschnitte für die jeweilige Ausrichtung $\hat{\beta}$ -Achse zum unpolarisierten Wirkungsquerschnitt :

$$A_y = \frac{1}{3P_3} \frac{\sigma_{+y} - \sigma_{-y}}{\sigma_{\text{unp}}} \quad (\text{Fig. 2 a})$$

$$A_{11} = \frac{2}{P_{33}} \frac{\sigma_1 - \sigma_{\text{unp}}}{\sigma_{\text{unp}}} \quad (\text{Fig. 2 b, d})$$

$$A_{xz} = \frac{1}{P_{33}} \frac{\sigma_{x=+z} - \sigma_{x=-z}}{\sigma_{\text{unp}}} \quad (\text{Fig. 2 c})$$

Insbesondere erkennt man aus dieser Definition, daß die Analysierstärken Relativgrößen sind, die unabhängig von der Absolutnormierung des differentiellen Wirkungsquerschnitts gemessen werden.

Besonders Vorteilhaft ist es, mehrere symmetrisch angeordnete Detektoren zu verwenden; auf diese Weise lassen sich apparative Asymmetrien bei der Bestimmung der Analysierstärken minimieren.

Für die Messung der Tensoranalysierstärken mit einem Spinfilterstrahl ist eine Anordnung von vier Detektoren - links - rechts - unten - oben (L R U O) - alle zum gleichen Streuwinkel θ , besonders gut geeignet. Dieser Aufbau ist in unserer 4π -Streukammer realisiert.

In einem fest gewählten Koordinatensystem mit der $\hat{y}$ -Achse nach oben (Koordinatensystem des linken Zählers) ist der polarisierte Wirkungsquerschnitt für diese vier Detektoren :

$$\begin{aligned}
 \sigma^L &= \sigma_{\text{unp}} \left[1 + \frac{3}{2} P_3 A_y y + P_{33} A_{xz} xz + \frac{P_{33}}{2} (A_{xx} x^2 + A_{yy} y^2 + A_{zz} z^2) \right] \\
 \sigma^R &= \sigma_{\text{unp}} \left[1 - \frac{3}{2} P_3 A_y y - P_{33} A_{xz} xz + \frac{P_{33}}{2} (A_{xx} x^2 + A_{yy} y^2 + A_{zz} z^2) \right] \\
 \sigma^U &= \sigma_{\text{unp}} \left[1 - \frac{3}{2} P_3 A_y x + P_{33} A_{xz} yz + \frac{P_{33}}{2} (A_{xx} y^2 + A_{yy} x^2 + A_{zz} z^2) \right] \\
 \sigma^O &= \sigma_{\text{unp}} \left[1 + \frac{3}{2} P_3 A_y x - P_{33} A_{xz} yz + \frac{P_{33}}{2} (A_{xx} y^2 + A_{yy} x^2 + A_{zz} z^2) \right]
 \end{aligned}
 \tag{II.3}$$

Ein Blick auf Tabelle 1 zeigt, daß sich der unpolarisierte Wirkungsquerschnitt für jeden der vier Detektoren durch Aufsummieren des Wirkungsquerschnitts der drei Spinfilter-Zustände ergibt. Außerdem sieht man sofort, daß sich durch geeignete Wahl der Komponenten x, y, z einzelne Analy-

sierstärken separieren lassen. Wählt man die Komponenten der $\hat{3}$ -Achse zu $|x| = |z| = 1/\sqrt{2}$, so lassen sich in dieser Anordnung aus den Zählraten für die drei Spinfilter-Zustände neben dem unpolarisierten Wirkungsquerschnitt alle Analysierstärken gleichzeitig bestimmen.

Auf weitere Einzelheiten der Berechnung der Analysierstärken und des differentiellen Wirkungsquerschnitts aus den Zählraten will ich hier nicht weiter eingehen, da diese bereits in (MER-79) und (FRI-80) beschrieben wurden.

II.4. Der experimentelle Aufbau

Die Messungen wurden alle am Münchner MP-Tandembeschleuniger mit dem polarisierten Deuteronenstrahl aus der LSQ bei Strahlenergien von 20 MeV und 23.17 MeV durchgeführt.

Während der Betriebszeit der neuen Quelle konnte die Energie von 23.17 MeV noch nicht erreicht werden, so daß nur die Messung der Analysierstärken an ^{40}Ca bei 20 MeV die nur mit dem Spinfilterstrahl erreichbare sehr hohe Genauigkeit hat.

Der Wirkungsquerschnitt und alle Analysierstärken für die Reaktion $d + ^{40}\text{Ca}$ wurden für Streuwinkel $\theta \geq 12.5^\circ$ in der 4π -Streukammer bei 20 MeV Einschußenergie gemessen. Bei diesem Experiment mit dem Spinfilterstrahl aus der 'neuen' LSQ, das eine frühere Messung bei 23.17 MeV ergänzt, wurde besonders auf die präzise Bestimmung der Analysierstärken im Bereich des Transferpeaks geachtet. Für kleinere Streuwinkel (bis zu 3°) wurden Wirkungsquerschnitt, Vektoranalysierstärke und die Tensoranalysierstärke A_{yy} für die Reaktion $^{40}\text{Ca}(d,\alpha)$ am Q3D-Magnetspektrographen bestimmt.

Ebenfalls am Q3D wurden Wirkungsquerschnitt und Vektoranalysierstärke A_y für die Reaktion $^{209}\text{Bi}(d,\alpha)^{207}\text{Pb}$ bei 23.17 MeV Deuteronenenergie gemessen.

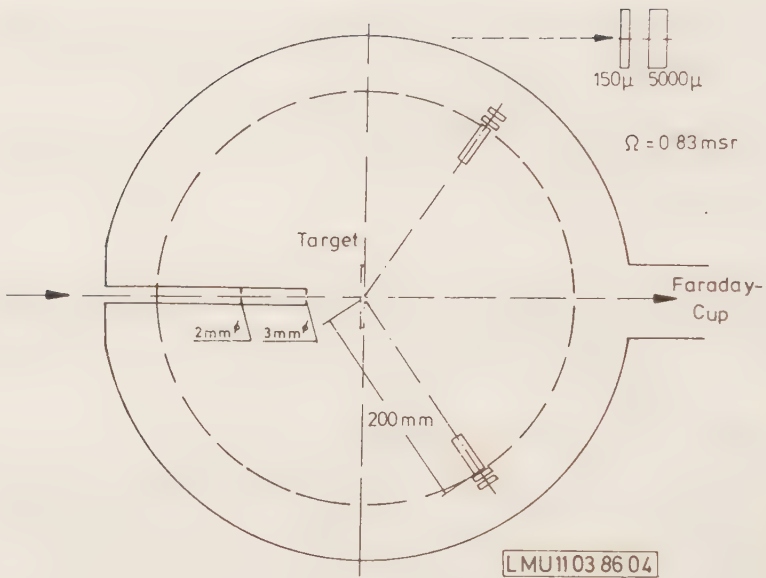
Wegen der kleinen Wirkungsquerschnitte bei dieser Reaktion erschien damals eine Messung der Tensoranalysierstärken nicht sinnvoll.

Die beiden Messplätze bedingen jeweils unterschiedliche Nachweismethoden für die Reaktionsprodukte.

a) Messungen in der 4π -Streukammer

In der 4π -Kammer wird der Strahl durch ein Kollimatorsystem bestehend aus einer Strahlblende (2 mm $\varnothing$) und einer Antistreublende (3 mm $\varnothing$) auf das Target fokussiert und danach in einem Faraday-Cup gestoppt. Vier ΔE - E' Halbleiterteleskope sind links - rechts - unten - oben zum gleichen Streuwinkel θ im Abstand von 200 mm um die Kammermitte drehbar angeordnet. Eine Tantalblende vor jedem Detektor (6.5 mm $\varnothing$) definiert den Raumwinkel der Detektoren zu 0.83 msr (siehe Figur 3).

Die Teleskope bestehen jeweils aus einem dünnen ΔE - und einem dicken E' -Silizium-Oberflächensperrschichtzähler. Die Dicken der Detektoren (50 μm bis 150 μm für ΔE und 5000 μm für E') sind so gewählt, daß sowohl 30 MeV Protonen im E' -Zähler gestoppt werden, als auch ^3He -Teilchen von etwa 15 MeV Energie den ΔE -Zähler noch passieren und in beiden Detektoren nachgewiesen werden. Zur Verringerung des Detektorrauschens wurden die Zähler mit Peltierelementen auf etwa 0°C Celsius gekühlt.



Figur II.3 : Schematischer Schnitt durch die 4π -Kammer. Hier sind nur die Detektoren 'links' und 'rechts' eingezeichnet. Die beiden anderen Detektoren befinden sich unterhalb bzw. oberhalb der Schnittebene zum gleichen Streuwinkel θ .

Teilchenidentifikation

Neben elastisch und inelastisch gestreuten Deuteronen gelangen an Reaktionsprodukten hauptsächlich noch p , t , ${}^3\text{He}$ und ${}^4\text{He}$ in den Detektor. Verwendet man einen dünnen ΔE -Zähler (d.h. $\Delta E \ll E'$) so gilt nach der Bethe-Formel für den Energieverlust in unserem Energiebereich näherungsweise (ENG-73) (A = Masse, Z = Ladung der Teilchen) :

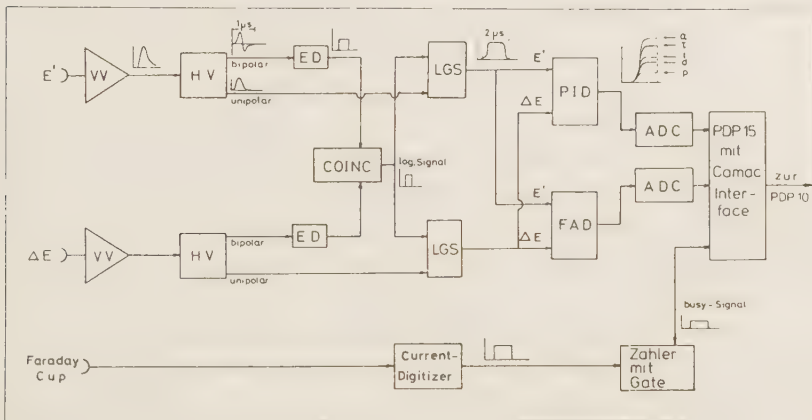
$$\Delta E \cdot E' = A \cdot Z^2 \quad (\text{II.4})$$

Für leichte Teilchen erlaubt dies eine eindeutige Teilchenidentifikation.

Im Experiment wird in einem 'Particle Identifier' (PID) (ENG73) die etwas verfeinerte Funktion :

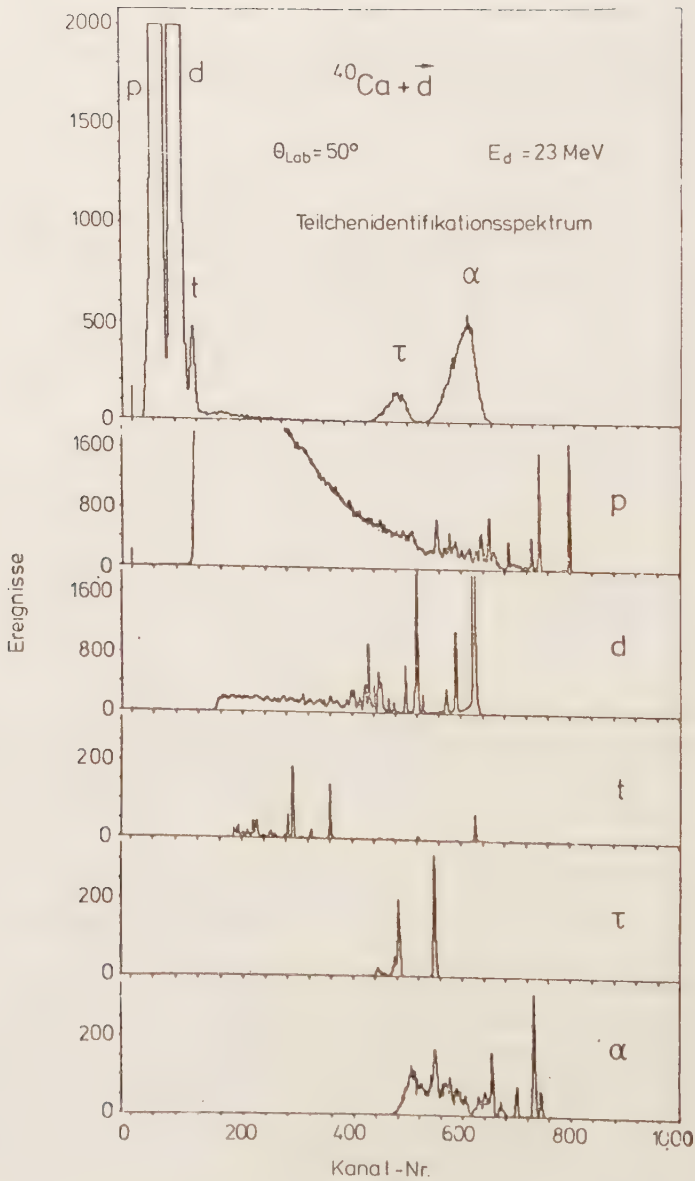
$$\Delta E \cdot (E' + k_0 + k_1 \cdot \Delta E) = A \cdot Z^2 \quad (\text{II.5})$$

generiert. Die Konstanten k_0 und k_1 können am Gerät optimiert werden. Die PID-Signale und die Gesamtenergiesignale $\Delta E + E'$ werden über ADCs dem Online-Rechner zugeführt (vgl. Figur 4).



Figur II.4 : Blockschaltbild des Elektronikaufbaus für ein Halbleiterteleskop. Die Abkürzungen bedeuten :

VV bzw. HV	Vor- bzw. Hauptverstärker
ED	Einkanal diskriminator
COINC	Koinzidenzstufe
LGS	Linear Gate and Stretcher
FAD	Fast Adding Device ($\Delta E + E'$)
PID	Particle Identifier
ADC	Analog-Digital Converter



Figur II.5 : Mit einem Halbleiterteleskop und dem in Figur 4 skizzierten Elektronikaufbau erhaltene Teilchen- und Energiespektren

Durch Setzen von 'Fenstern' auf die den verschiedenen nachgewiesenen Teilchen entsprechenden Peaks im PID-Spektrum werden im Online-Rechner dann entsprechend diesen Marken die Energiespektren für bis zu fünf verschiedene Teilchen akkumuliert (Onlineprogramm POLEX). Figur 5 zeigt als Ergebnis einer solchen Messung das PID-Spektrum sowie die Energiespektren für die fünf nachgewiesenen Teilchen p, d, t, ^3He und ^4He aus der Reaktion $d + ^{40}\text{Ca}$.

b) Messungen am Q3D-Magnetspektrographen

Für Experimente, die hohe Energieauflösung oder Untergrundunterdrückung erfordern, steht in München ein Q3D-Magnetspektrograph zur Verfügung. Im Q3D werden die Teilchen je nach Impuls und Ladung im Magnetfeld abgelenkt und auf die - gekrümmte - Fokalebene fokussiert. Durch die Ablenkung im Magnetfeld werden dabei unerwünschte Reaktionskanäle weitgehend ausgeblendet.

Dies ermöglicht die Untersuchung von schwachen Reaktionskanälen und erlaubt es außerdem bis zu extremen Vorwärtswinkeln zu messen, da hier die elastisch gestreuten Deuteronen, welche die Detektoren in der 4π -Kammer zu stark belasten würden, stark unterdrückt werden. Ein weiterer Vorteil des Q3D ist der sehr große, variable Raumwinkel von bis zu 11 msr. Ein Nachteil ist jedoch, daß stets nur ein bestimmtes Energieintervall untersucht werden kann; so muß man gegebenenfalls mehrere Bereiche der Anregungsenergie ('Energie-Bins') zum gleichen Streuwinkel messen.

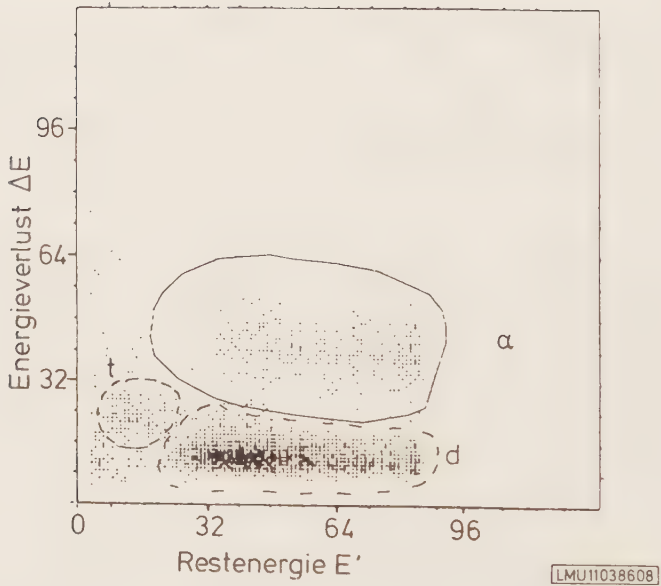
Zum Nachweis der Teilchen verwendeten wir zu den verschiedenen Zeitpunkten verschiedene ortsempfindliche Proportionaldrahtzähler in der Fokalebene des Q3D Spektrographen :

Für die Untersuchung der (d,α) Reaktionen an ^{40}Ca und ^{209}Bi legten wir jedoch weniger Wert auf hohe Energieauflösung und verwendeten daher relativ dicke Targets um möglichst hohe Zählraten zu erhalten. Für $^{40}\text{Ca}(d,\alpha)$ wählten wir ein $500\text{ }\mu\text{g}/\text{cm}^2$ dickes ^{40}Ca -Target (Anreicherung 99.9 %) - dieses Target wurde auch für die Messungen in der 4π -Streukammer verwendet. Nach einer Testmessung mit einem dünnen Bi-Target ($290\text{ }\mu\text{g}/\text{cm}^2$) wurden, wegen des sehr kleinen Wirkungsquerschnitts der Reaktion $^{209}\text{Bi}(d,\alpha)$, zum Messen der Winkelverteilungen $0.8\text{ mg}/\text{cm}^2$ bis $2.1\text{ mg}/\text{cm}^2$ dicke Targets (natürliches Bi = 100 % ^{209}Bi) benutzt. Auch mit diesen sehr dicken Targets konnten alle uns interessierenden Niveaus eindeutig aufgelöst werden.

Teilchenidentifikation mit den Q3D-Detektoren

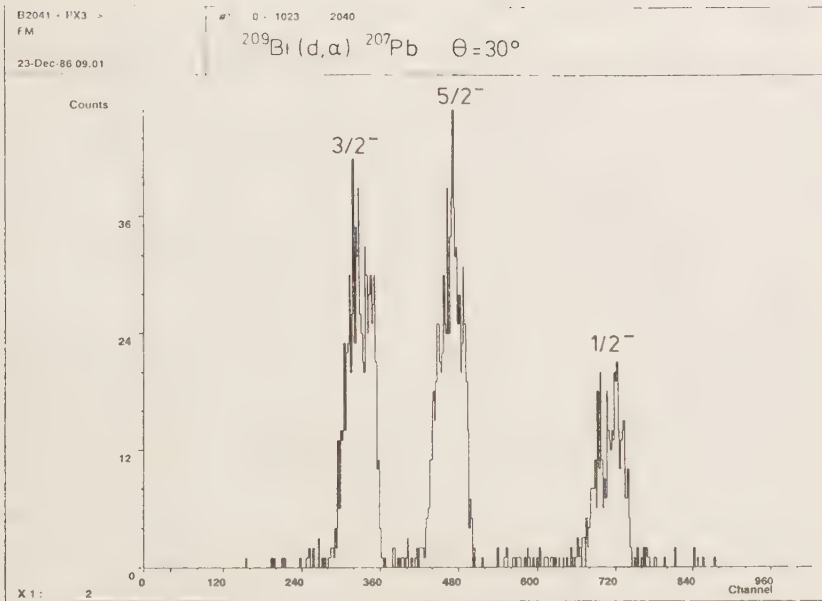
Alle von uns im Q3D verwendeten Detektoren sind mit einem Plastiksziintillator ausgestattet in dem die nachgewiesenen Teilchen gestoppt werden. Dieses Restenergiesignal ermöglicht zusammen mit dem Energieverlustsignal aus der Drahtebene eine eindeutige Teilchenidentifikation. Figur 7 zeigt dies am Beispiel der Reaktion $^{209}\text{Bi}(d,\alpha)$: die α -Teilchen haben, wegen der größeren spezifischen Ionisierung, einen deutlich höheren Energieverlust ΔE als die ebenfalls in den Detektor gelangenden inelastisch gestreuten Deuteronen; die dritte Gruppe von Teilchen sind Tritonen. (Bei dieser Magnetfeldeinstellung können auf Grund der Q-Werte p und ^3He den Detektor nicht erreichen).

Die Tritonen lassen sich zwar auf Grund des Energieverlusts ΔE nicht sicher von den Deuteronen bzw. α -Teilchen trennen, ihre sehr kleine Restenergie im Szintillator ermöglicht aber eine eindeutige Teilchendiskriminierung.



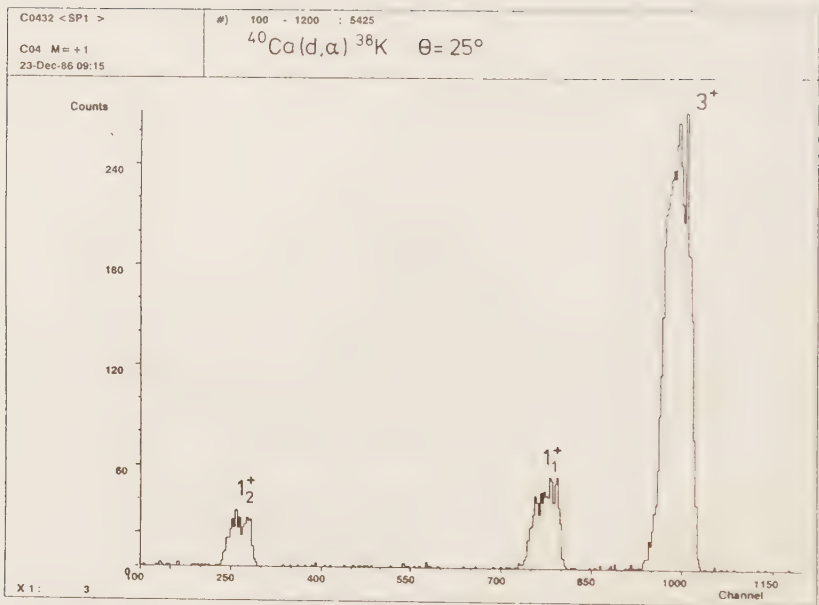
Figur II.7a : Zweidimensionales Spektrum Energieverlust ΔE gegen das Restenergiesignal (Photomultiplier) aus der Reaktion $^{209}\text{Bi}(d,\alpha)^{207}\text{Pb}$; aufgenommen mit dem kurzen Viel-drahtdetektor (SCH-80). Die Gruppen der α -Teilchen und der Deuteronen sind markiert; die dritte Gruppe sind Tritonen.

Nach setzen einer 'Banane' als Fensterbedingung auf eine Teilchensorte wird im Online-Programm (Programm Q3DONL) das zugehörige Energiespektrum akkumuliert.



Figur II.7b : Energiespektrum der Reaktion $^{209}\text{Bi}(d,\alpha)$, erhalten mit einer 'Bananen'-Bedingung auf der ΔE - E_{Rest} -Matrix. Hier ist das Grundzustands-Bin gezeigt; der Detektor deckt etwa einen Energiebereich von 1 MeV ab.

Wegen der langen Gasstrecke im Hertenberger-Detektor erreichten die α -Teilchen aus der $^{40}\text{Ca}(d,\alpha)$ Reaktion den Szintillator nicht mehr. In diesem Falle erwies sich jedoch eine Teilchendiskriminierung allein mit Hilfe der beiden Energieverlustsignale der zwei aufeinanderfolgenden Proportionaldraht-Detektoren als ausreichend. Es war nicht notwendig, den Gasdruck im Detektor zu variieren oder den Photomultiplier als Veto-Signal zu verwenden. Durch Fenstersetzen im Energieverlustspektrum wurden auch hier untergrundfreie Spektren erhalten. (Siehe Figur 8)



Figur II.8 : Durch Setzen eines Fensters im Energieverlust-Spektrum ΔE erhaltenes Energiespektrum. Hier ist das Grundzustands-Bin der Reaktion $^{40}\text{Ca}(d,\alpha)$ gezeigt, das in einem Meßrun erfaßte Energieintervall ist hier etwa 1.9 MeV.

III. Theoretische Grundlagen

In dieser Arbeit werden Ein- und vor allem Zwei-Nukleon Pick-up Reaktionen mit polarisierten Deuteronen im Rahmen der 'Distorted Wave Born Approximation' (DWBA) diskutiert. Da insbesondere auch der mögliche sequentielle Transfer der beiden Nukleonen untersucht werden soll, will ich in diesem Kapitel, am Beispiel der (d,α) Reaktion, an die wesentlichen Schritte erinnern, die zur DWBA-Übergangsamplitude bis zur zweiten Ordnung führen. Anschließend werden verschiedene Möglichkeiten, den Formfaktor für den Zwei-Nukleon Transfer zu berechnen, gegenübergestellt : mikroskopische Berechnung mit Eigenfunktionen zu Oszillator- bzw. Woods-Saxon Potentials und Cluster-Formfaktor. Es wird zunächst die 'zero-range' Näherung (d.h. die Situation bei Vernachlässigung des D-Zustandes) diskutiert und gezeigt werden, wie die Kernstruktur der betrachteten Zustände eingeht. Schließlich wird im letzten Abschnitt skizziert, wie die Berücksichtigung der endlichen Reichweite der Wechselwirkung die Verhältnisse modifiziert und dargestellt, wie der D-Zustand von ^4He in einer d+d Clusterentwicklung in der Übergangsamplitude berücksichtigt werden kann.

III.1. Die DWBA-Übergangsamplitude

a) Direkter Transfer

Für eine verkürzte formale Beschreibung der Pick-up Reaktion $A + d \text{ (= Eingangskanal } i \text{)} \rightarrow B + \alpha \text{ (= Ausgangskanal } f \text{)}$ werden die Spins der Reaktionspartner zunächst noch vernachlässigt. Die beiden transferierten Nukleonen seien die Teilchen '1' und '2', d.h. $A = B + (1,2)$; das Projektil bestehe aus den Teilchen '3' und '4'.

Die inneren Koordinaten der Kerne werden mit ξ bezeichnet, die Relativkoordinaten im Eingangs- bzw. Ausgangskanal sind r_d bzw. r_α . Auf die verwendeten Koordinaten wird später bei der Berechnung des Formfaktors genauer eingegangen.

Die inneren Wellenfunktionen ψ_A , ψ_d , ψ_B und ψ_α der Reaktionspartner sind Lösungen der Schrödingergleichungen (E bzw. ϵ ist die jeweilige Bindungsenergie) :

$$\begin{aligned} (H_A - E_A) \psi_A &= 0 & ; & & (H_d - \epsilon_d) \psi_d &= 0 \\ (H_B - E_B) \psi_B &= 0 & ; & & (H_\alpha - \epsilon_\alpha) \psi_\alpha &= 0 \end{aligned} \quad (\text{III.1})$$

Die exakte Lösung Ψ des Streuproblems erhält man aus der Schrödingergleichung :

$$(H - E) \Psi = 0 \quad (\text{III.2})$$

Die Wellenfunktion Ψ ist eine vollständige Beschreibung des Systems aller $A + 2$ Nukleonen und beinhaltet alle möglichen Reaktionskanäle wie elastische und inelastische Streuung, Transferreaktionen, Break-up etc.. Die Wellenfunktion Ψ in Gleichung (III.2) ist i.A. nicht zugänglich und es müssen Näherungslösungen gefunden werden.

Ein Ansatz Gleichung (III.2) zu lösen, ist die Methode der 'gekoppelten Reaktionskanäle' (Coupled Reaction Channels - CRC) (COK-73; COT-76; FEN-76; SAT-83a). In Analogie zum Vorgehen bei der Beschreibung der inelastischen Anregung wird hier von einem eingeschränkten Modellraum ausgegangen, in dem alle interessierenden Reaktionskanäle explizit mitgenommen werden. Durch Mitnahme von mehr als zwei Kanälen läßt sich diese Methode leicht zur Beschreibung von Mehrstufenreaktionen verallgemeinern.

Zur Beschreibung des direkten Transfers werden in der CRC-Näherung die Kanäle i ($=A+d$) und f ($=B+\alpha$) betrachtet; die exakte Wellenfunktion ψ wird durch die Modell-Wellenfunktion ψ_M ersetzt, die nur diese beiden Reaktionskanäle enthält :

$$\psi_M = \chi_d \psi_d \psi_A + \chi_\alpha \psi_\alpha \psi_B = \chi_d \psi_i + \chi_\alpha \psi_f \quad (\text{III.3})$$

Die Funktionen χ_d bzw. χ_α beschreiben die Relativbewegung in Eingangs- und Ausgangskanal; sie werden sich als Streulösungen zum 'optischen' Potential U_i bzw. U_f ergeben (siehe unten).

Die Funktion ψ_M erfüllt wieder die Schrödingergleichung (III.2) mit dem Modell-Hamiltonian H_M , der sich in den beiden äquivalenten Formen :

$$H_M = H_d + H_A + V_i + T_i = H_b + H_B + V_f + T_f \quad (\text{III.4})$$

schreiben läßt. V_i bzw. V_f beschreibt die Wechselwirkung in Eingangs- bzw. Ausgangskanal und ist die Summe aller Einteilchen-Wechselwirkungen der A Nukleonen des Targetkerns mit denen in d bzw. derer in B mit denen im α -Teilchen; T ist der Operator der kinetischen Energie.

Die erste Formulierung von H wird 'prior'-Form genannt, die zweite die 'post'-Form.

Die Projektion der Modell-Funktion auf Eingangs- und Ausgangskanal :

$$(\psi_i | (E - H_M) | \psi_M) = 0 \quad ; \quad (\psi_f | (E - H_M) | \psi_M) = 0$$

ergibt ein Paar gekoppelter Gleichungen für χ_d und χ_α :

$$\begin{aligned} [(E-\epsilon_i)-T_i-(i|V_i|i)]\chi_d &= \int dr_f K_{if}(r_d, r_\alpha)\chi_\alpha(r_\alpha) \\ [(E-\epsilon_f)-T_f-(f|V_f|f)]\chi_\alpha &= \int dr_i K_{fi}(r_\alpha, r_d)\chi_d(r_d) \end{aligned} \quad (\text{III.5})$$

mit den Kernen :

$$\begin{aligned} K_{if}(r_d, r_\alpha) &= J_{if} \int d\xi_i \psi_i^*(H_M-E)\psi_f \\ K_{fi}(r_\alpha, r_d) &= J_{fi} \int d\xi_f \psi_f^*(H_M-E)\psi_i \end{aligned} \quad (\text{III.6})$$

J ist die Jacobideterminante der Transformation von den $(A+2)$ inneren Koordinaten auf die Koordinaten der Relativbewegung r_d bzw. r_α und die verbleibenden inneren Koordinaten ξ_i bzw. ξ_f , die unabhängig von r_i bzw. r_f sind.

An dieser Stelle werden zwei wesentliche Näherungen eingeführt : Unter der Annahme, daß die Kopplung $i \leftrightarrow f$ sehr schwach ist, wird die elastische Streuung in jedem Kanal durch die 'optischen' Potentiale beschreiben : $U_i=(i|V_i|i)$ bzw. $U_f=(f|V_f|f)$. Damit erfüllen χ_d und χ_α die homogenen Gleichungen :

$$\begin{aligned} [(E-\epsilon_i) - T_i - U_i] \chi_d &= 0 \\ [(E-\epsilon_f) - T_f - U_f] \chi_\alpha &= 0 \end{aligned} \quad (\text{III.7})$$

Außerdem werden nur Kopplungen direkt zum Ausgangskanal mitgenommen; d.h. K_{if} , die Rückkopplung $f \rightarrow i$, wird vernachlässigt. Damit sind die beiden Gleichungen (III.5) entkoppelt.

Der verbleibende Kern K_{fi} läßt sich in den Wechselwirkungsterm I_{fi} und den Nichtorthogonalitätsterm (NO-Term) N_{fi} zerlegen :

$$K_{fi} = I_{fi} + N_{fi}$$

In der für Pick-up Reaktionen üblichen prior-Form des Hamiltonian sind die beiden Terme gegeben durch :

$$I_{fi}(\text{prior}) = J_{fi} \int d\xi_f \psi_f^*(V_i - U_i) \psi_i \quad (\text{III.8})$$

$$N_{fi}(\text{prior}) = J_{fi} \int d\xi_f \psi_f^* \psi_i [T_i + U_i - (E - \epsilon_i)]$$

Durch das Einführen des optischen Potentials verschwindet der Beitrag des NO-Terms N_{fi} , da nach einsetzen in (III.5) der Operator $[T_i + U_i - (E - \epsilon_i)]$ auf χ_d wirkt (vgl. III.7). Damit ergibt sich das Übergangsmatrixelement T_{fi} aus dem Wechselwirkungsterm zu :

$$\begin{aligned} T_{fi} &= \iint \chi_\alpha^{(-)*}(r_\alpha) \langle \psi_f^*(\xi_f) | V_i - U_i | \psi_i(\xi_i) \rangle \chi_d^{(+)}(r_d) dr_\alpha dr_d \\ &= \langle \chi_\alpha^{(-)} (\psi_B \psi_\alpha | V_i - U_i | \psi_d \psi_A) \chi_d^{(+)} \rangle \end{aligned} \quad (\text{III.9})$$

Die Funktionen χ_d bzw. χ_α erfüllen die Randbedingungen einer einlaufenden ebenen Welle plus auslaufender Kugelwelle bzw. einlaufender Kugelwelle (Indices (+) bzw. (-)).

Das gleiche Ergebnis ergibt sich auch aus der formalen Streutheorie über die Gell-Mann-Goldberger Relation.

Da $A=B+(1+2)$ läßt sich die Restwechselwirkung $V_i - U_i$ schreiben :

$$V_i - U_i = V_{Ad} - U_i = V_{Bd} + V_{1d} + V_{2d} - U_i \approx V_{1d} + V_{2d} = V_{13} + V_{23} + V_{14} + V_{24} \quad (\text{III.10})$$

Hier wurde näherungsweise $U_i \approx V_{Bd}$ gesetzt.

Im Matricelement (III.9) wird die Reaktionsdynamik durch die Streuwellenfunktionen χ beschrieben, die Struktur der Kerne geht im Formfaktor $(\psi_B \psi_\alpha | V_i - U_i | \psi_d \psi_A)$ ein.

Bei der Analyse von Reaktionsdaten werden dabei üblicherweise die 'gestörten Wellen' χ ('distorted waves') durch 'optische Potentiale' erzeugt, die aus einer Analyse der elastischen Streuung im Rahmen des 'optischen Modells' (OM) ermittelt werden. Nach Berechnung des Formfaktors wird dann das Übergangsmatricelement in einer Partialwellenentwicklung der 'gestörten Wellen' bestimmt. Ehe ich auf die Berechnung des Formfaktors für die (d, α) Reaktion eingehe, will ich noch kurz die Erweiterung auf Mehrstufenreaktionen andeuten.

b) Sequentieller Transfer

Zur Beschreibung von Zweistufen-Reaktionen geht man ganz analog vor; neben Eingangskanal i und Ausgangskanal f wird hier noch ein 'Zwischenkanal' γ mitgenommen :

$$\psi_M = \chi_d \psi_i + \chi_\alpha \psi_f + \chi_\gamma \psi_\gamma$$

Projektion auf die einzelnen Kanäle und die gleichen Näherungen wie oben führen nun auf die drei Gleichungen :

$$[(E - \epsilon_i) - T_i - (i | V_i | i)] \chi_d \approx 0 \quad (\text{III.11a})$$

$$[(E - \epsilon_\gamma) - T_\gamma - (\gamma | V_\gamma | \gamma)] \chi_\gamma = \int dr_d K_{\gamma i}(r_\gamma, r_d) \chi_d(r_d) \quad (\text{III.11b})$$

$$\begin{aligned} [(E - \epsilon_f) - T_f - (f | V_f | f)] \chi_\alpha &= \int dr_d K_{fi}(r_\alpha, r_d) \chi_d(r_d) + \\ &+ \int dr_\gamma K_{f\gamma}(r_\alpha, r_\gamma) \chi_\gamma(r_\gamma) \end{aligned} \quad (\text{III.11c})$$

Das sich aus Gleichung (III.11c) ergebende DWBA-Matrixelement T_{fi} besteht jetzt aus zwei Anteilen :

$$T_{fi} = T_{fi}^{(1)} + T_{fi}^{(2)}$$

$T_{fi}^{(1)}$ ist durch den ersten Term auf der rechten Seite von Gleichung (III.11c) gegeben und beschreibt den direkten Übergang $i \rightarrow f$; er wird wie in a) berechnet. Das Matrixelement $T_{fi}^{(2)}$ beschreibt den sequentiellen Transfer über den Kanal γ und ist durch den zweiten Term auf der rechten Seite von (III.11c) bestimmt. Um dieses Matrixelement zu berechnen, muß Gleichung (III.11b) für χ_γ gelöst werden. Es ergibt sich (SAT-83a) :

$$T_{fi}^{(2)} = \langle \chi_\alpha \psi_f | (H-E) | \psi_\gamma \rangle G_\gamma^+ (\psi_\gamma | (H-E) | \psi_i \chi_d \rangle \quad (\text{III.12})$$

mit der Greensfunktion G_γ^+ :

$$G_\gamma^+ = [(E - \epsilon_\gamma) - T_\gamma - (\gamma | V_\gamma | \gamma) + i\epsilon]^{-1}$$

Analog zum Matrixelement des direkten Transfers wird $T_{fi}^{(2)}$ wieder in Wechselwirkungs- und Nichtorthogonalitätsterm zerlegt :

$$T_{fi}^{(2)} = \hat{T}_{fi}^{(2)} + T_{fi}^{NO}$$

Die beiden Anteile sind (hier in der prior-prior Darstellung) gegeben durch :

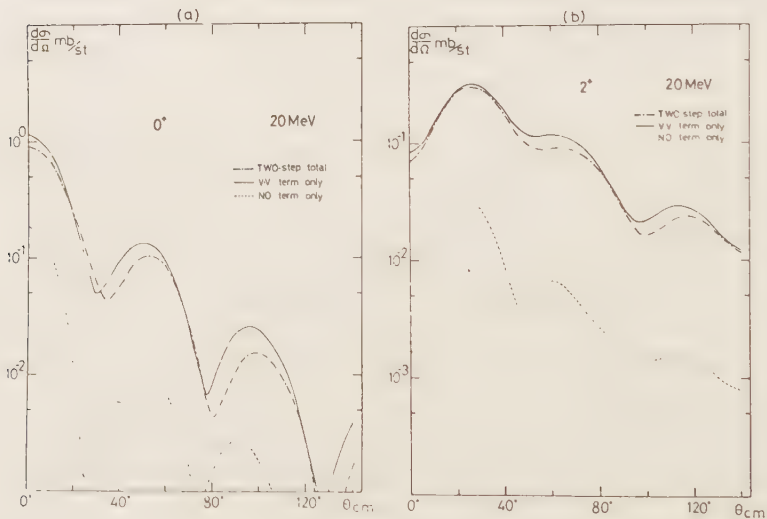
$$\hat{T}_{fi}^{(2)}(\text{prior-prior}) = \langle \chi_\alpha \psi_f | V_\gamma - U_\gamma | \psi_\gamma \rangle G_\gamma^+ (\psi_\gamma | V_i - U_i | \psi_i \chi_d \rangle \quad (\text{III.13})$$

$$T_{fi}^{NO}(\text{prior-prior}) = \langle \chi_\alpha \psi_f | \psi_\gamma \rangle (\psi_\gamma | V_i - U_i | \psi_i \chi_d \rangle \quad (\text{III.14})$$

Im Unterschied zum direkten Transfer verschwindet der NO-Term für den 'two-step' nicht. Jedoch kann die NO-Korrektur mit gängigen 'zero-range' CRC-Programmen nicht zuverlässig berechnet werden (UDA-73). Fast alle veröffentlichten Untersuchungen zum sequentiellen Transfer (z.B. COK-73; SCH-74; TAK-74; DAE-81; WIE-85) vernachlässigen die NO-Korrektur.

Eine detaillierte 'finite-range'-Analyse der Reaktionen $^{48}\text{Ca}(p,t)$ und $^{116}\text{Sn}(p,t)$ bei 20 MeV und 40 MeV (HAS-75; HAS-78), bei der auch der NO-Term berechnet wurde, zeigt, daß der Beitrag der NO-Korrektur klein ist (siehe Fig. 1); die Vernachlässigung des NO-Terms erscheint damit gerechtfertigt.

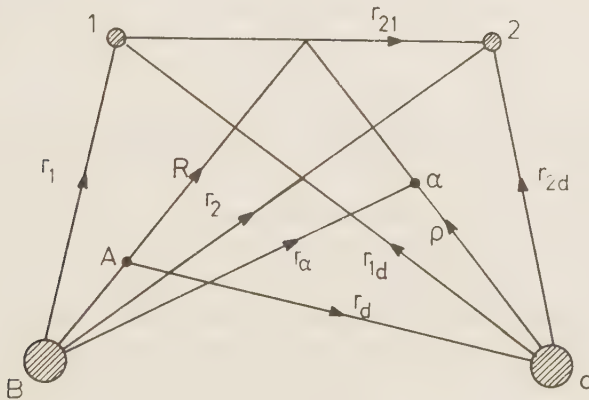
Alle von mir durchgeführten Rechnungen zum sequentiellen Transfer bei (d,α) Reaktionen vernachlässigen ebenfalls den NO-Term.



Figur III.1 : Relative Beiträge des Wechselwirkungsterms (WW) und der NO-Korrekturen am Beispiel $^{48}\text{Ca}(p,t)$ bei 20 MeV. (—) nur WW; (....) NO-Term; (-.-.) kohärente Summe (Abb. entnommen aus HAS-78))

III.2 Der Formfaktor für die Zwei-Nukleon Transferreaktion

Die zur Beschreibung der Reaktion verwendeten Koordinaten sind in Figur 2 dargestellt. Die beiden transferierten Nukleonen sind mit '1' und '2' bezeichnet (Koordinaten r_1 , r_2), das Projektil-Deuteron besteht aus den Nukleonen '3' und '4'; in Figur 2 ist nur deren gemeinsamer Schwerpunkt mit 'd' eingezeichnet. Die innere Koordinate des Projektils r_{34} ist ebenfalls nicht mit eingezeichnet. In diesem Abschnitt steht 'B' auch für die inneren Koordinaten des Kerns B.



Figur III.2 : Koordinaten zur Beschreibung der (d, α) Reaktion. Die beiden Nukleonen '1' und '2' werden aufgepickt, r_1 bzw. r_2 sind deren Koordinaten relativ zu Kern B, R die Koordinate des gemeinsamen Schwerpunkts (relativ zu B); von den beiden Nukleonen des Projektils '3' und '4' ist nur der Schwerpunkt eingezeichnet (die innere Koordinate des Deuterons r_{34} ist ebenfalls nicht eingezeichnet). ρ ist die Relativkoordinate des Schwerpunkts von '1' und '2' zu 'd'.

J_A und J_B seien die Spins von Target- und Restkern, M_A und M_B die zugehörigen m-Quantenzahlen.

Die möglichen transferierten Drehimpulse in einer (d, α) Reaktion sind also :

$$\begin{aligned} J &= J_B - J_A \\ S &= s_d - s_\alpha = 1 \\ J &= L + S \end{aligned} \quad (\text{III.15})$$

Zu einem festen transferierten Gesamtdrehimpuls J sind also die Bahndrehimpulse $L = J-1, J, J+1$ möglich.

Die relativen Beiträge der einzelnen L, J -Transfers ergeben sich aus der Kernstruktur der betrachteten Niveaus.

In den Formfaktor :

$$FF = \langle \psi_B(B) \psi_\alpha(r_{34}, \rho, r_{21}) | V_i - U_i | \psi_d(r_{34}) \psi_A(B, r_1, r_2) \rangle \quad (\text{III.16})$$

geht sowohl die Struktur von Target und Restkern, als auch die der leichten Reaktionspartner ein. Ziel ist es, einen Ausdruck zu finden, der nur noch von den Schwerpunktskoordinaten R bzw. ρ abhängt und in den die Struktur der schweren und der leichten Teilchen unabhängig voneinander eingeht - $FF = G \cdot D(\rho) \cdot F(R)$, mit einer Amplitude G , die durch die Kernstruktur von A bestimmt ist.

Im Targetkern befinden sich die beiden transferierten Nukleonen '1' und '2' in Schalenmodell-Orbitalen mit den Quantenzahlen $\eta_i = (n_i, l_i, j_i)$, $i \in \{1, 2\}$. Um über die inneren Koordinaten von B integrieren zu können, wird zunächst - in jj -Kopplung - die Wellenfunktion des Targetkerns ψ_A entwickelt in die Wellenfunktionen des Restkerns ψ_B und die des transferierten Paares $\phi^{j_1 j_2 J}(r_1, r_2)$; diese Zweiteilchenfunktion läßt sich als Produkt zweier Einteilchen-Wellenfunktionen darstellen :

$$\phi^{j_1 j_2 J}(r_1, r_2) = [\phi^{j_1}(r_1) \otimes \phi^{j_2}(r_2)]^J$$

mit $\phi^{ji}(r_i) = [\phi^{1i}(r_i) \otimes x^{1/2}(i)]^{ji}$ (x^S ist die Spinfunktion zum Spin S).

Die Koeffizienten $\beta(\eta_1\eta_2;J)$ dieser doppelten 'parentage' Entwicklung ergeben sich z.B. aus Schalenmodell-Rechnungen; für einfache Konfigurationen sind sie durch Vektorkopplungskoeffizienten gegeben (GLE-64; TOW-69).

$$\psi^{J_A M_A}_{(B, r_1, r_2)} = \sum \eta_1 \eta_2^J \beta(\eta_1 \eta_2; J) [\psi^{J_B M_B}_{(B)} \cdot \phi^{j_1 j_2^J}(r_1, r_2)]^{J_A M_A} \quad (\text{III.17})$$

Die Summe läuft hier über alle Konfigurationen $\eta_1 \eta_2$, die beitragen können. Die eckige Klammer bedeutet Vektorkopplung der beiden Drehimpulse J_B und J zu J_A .

Um Radial- und Winkelanteil der Zweiteilchen-Funktion ϕ zu separieren, wird ϕ von jj - in ls -Kopplung transformiert:

$$\phi^{j_1 j_2^J}(r_1, r_2) \rightarrow \phi^{j_1 j_2^{LSJ}}(r_1, r_2) = [\phi^{l_1 l_2^L}(r_1, r_2) \otimes x^{S=1}(1,2)]^J$$

Nach Integration über die inneren Koordinaten des Kerns B ergibt sich für den Formfaktor:

$$(\psi_B \psi_\alpha | v_i - u_i | \psi_d \psi_A) = \sum \eta_1 \eta_2^{LSJ} \beta(\eta_1 \eta_2; J) (J_B \ M_B \ J \ M | J_A \ M_A) \cdot$$

$$\cdot \begin{bmatrix} l_1 & l_2 & L \\ 1/2 & 1/2 & S \\ j_1 & j_2 & J \end{bmatrix} (\psi_\alpha | v_i - u_i | \psi_d \phi^{l_1 l_2^{LSJ}}) \quad (\text{III.18})$$

Hier ist $(J_B M_B | J_A M_A)$ ein Clebsch-Gordon Koeffizient; das 9 - J -Symbol $[]$ (BRI-62) beschreibt die Transformation $jj \rightarrow ls$ -Kopplung.

Die Integration über den Spinanteil in (III.18) kann geschlossen ausgeführt werden (TOW-69); es verbleibt das Radialintegral :

$$\begin{aligned}
 f^{112LS}_{(R,\rho)} &= (\psi_\alpha | v_{i-U_i} | \psi_d \phi^{112L}) = \\
 &= \int dr_{34} dr_{12} \psi_\alpha(r_{34}, \rho, r_{12}) | v_{i-U_i} | \psi_d(r_{34}) \phi^{112L}(r_{12}, R) \quad (III.19)
 \end{aligned}$$

An dieser Stelle soll dargestellt werden, wie die Struktur von Target und Restkern eingeht; dazu werden der D-Zustand von Deuteron und ^4He und auch die endliche Reichweite der Wechselwirkung vernachlässigt.

Besonders übersichtliche Verhältnisse ergeben sich, wenn man annimmt, daß die beiden transferierten Nukleonen relativen Bahndrehimpuls $l=0$ haben.

Eine Folge dieser Annahme ist, daß die Wechselwirkung nur am gemeinsamen Schwerpunkt ρ der Nukleonen '1' und '2' angreifen kann.

Vor allem aber werden dadurch die möglichen Werte für die transferierten Bahndrehimpulse L eingeschränkt, da wegen der Paritätserhaltung gilt :

$$\Delta\pi = (-1)^{l_1+l_2} = (-1)^L \quad (III.20)$$

Es sind also entweder nur gerade oder ungerade Bahndrehimpulse L möglich.

In Gleichung (III.19) wurde die Wellenfunktion ϕ^{112L} bereits als Funktion der Schwerpunktskoordinate R geschrieben. Dazu muß, im Falle einer mikroskopischen Rechnung, eine Transformation von den Koordinaten (r_1, r_2) auf (r_{12}, R) durchgeführt werden. Im Modell des Transfers eines d-Clusters wird direkt die Schwerpunktsbewegung berechnet.

a) Formfaktor mit Oszillator-Funktionen

Für die Radialfunktionen im Oszillatorpotential lassen sich analytische Ausdrücke angeben; dies ist ein besonders übersichtlicher Fall, auf den man sich später gerne bezieht.

Die beiden Nukleonen seien im Targetkern in Oszillator-Potentialen (HO) gebunden und sowohl die Restwechselwirkung $W=V_i-U_i$, als auch die Grundzustandswellenfunktion von ${}^4\text{He}$, habe eine Radialabhängigkeit in Gauß-Form :

$$W(r_{ik}) = W_0 \exp(-\beta^2 r_{ik}^2) \quad (\text{III.21})$$

$$\psi_\alpha = N \exp(-\eta^2 \sum r_{ik}^2) = \phi_{10}(4\eta^2 r_{12}^2) \phi_{10}(4\eta^2 r_{34}^2) \phi_{10}(8\eta^2 \rho^2)$$

W_0 gibt die Stärke, β^{-1} die Reichweite der Wechselwirkung an. Der Größenparameter η hat für ${}^4\text{He}$ den Wert $\eta = 0.233 \text{ fm}^{-1}$ (GLE-65) und entspricht einem RMS-Radius von 1.61 fm. Die ϕ_{nl} sind die Oszillator-Funktionen (TWO-69) zum Bahndrehimpuls l mit n Knoten (wobei die Nullstelle bei $r=0$ mitgezählt wird); da ϕ_{10} wieder einer Gauß-Funktion ist, läßt sich die Wellenfunktion des α -Teilchens als Produkt von Oszillatorfunktionen ϕ_{10} darstellen (siehe III.21)

Die Transformation der Zweiteilchen-Wellenfunktion $[\phi_{n_1 l_1}(r_1) \phi_{n_2 l_2}(r_2)]^L$ auf Schwerpunkts- ($\phi_{N\Lambda}(R)$) und Relativbewegung ($\phi_{n\lambda}(r_{12})$) der beiden Nukleonen ist für Oszillator-Wellenfunktionen mit Hilfe der Talmi-Moshinsky Transformation (TAL-52; MOS-59) exakt durchführbar (N bzw. n bezeichnet die Anzahl der Knoten, Λ bzw. λ die Drehimpulse). Die dabei möglichen Drehimpulse und Knotenzahlen sind durch die Energieerhaltung eingeschränkt :

$$2(n_1+n_2) + l_1 + l_2 = 2(n+N) + \lambda + \Lambda \quad (\text{III.22})$$

Da sich die beiden Nukleonen in einem S-Zustand befinden sollen, ist nur $\lambda=0$ und $\Lambda=L$ möglich und es ergibt sich :

$$[\phi_{n_1 l_1}(r_1) \phi_{n_2 l_2}(r_2)]_M^L = \sum^{nN} \langle nONL; L | n_1 l_1 n_2 l_2; L \rangle [\phi_{n0}(r_{12}) \phi_{NL}(R)]_M^L \quad (\text{III.23})$$

Für die Transformationskoeffizienten $\langle nONL; L | n_1 l_1 n_2 l_2; L \rangle$ ('Moshinsky-Brackets') sind umfangreiche Tabellen (BRO-67) und Programme erhältlich.

Mit den oben angegebenen Formen des Wechselwirkungspotentials und der Wellenfunktion des α -Teilchens, kann die Integration über r_{12} und r_{34} ausgeführt werden.

Das Integral über r_{34} wird mit Ω_d bezeichnet (TOW-69; CHA-70; GLE-75) :

$$\Omega_d = \int dr_{34} \psi_d^*(r_{34}) \phi_{10}(r_{34}) \quad (\text{III.24})$$

Der Faktor Ω_d gibt den Überlapp der Bewegung der beiden Nukleonen im Deuteron mit der im α -Teilchen an. Nimmt man für das Deuteron eine Hulthen-Wellenfunktion an, so ergibt sich $\Omega_d = .94$ (TOW-69).

Bei allen anderen Methoden, den Formfaktor zu berechnen, wird Ω_d nicht berechnet; der Faktor Ω_d wird in der Normierungskonstanten pauschal mitgenommen.

Die Integration über r_{12} ergibt :

$$\Omega_n = \int dr_{12} \phi_{n0}(r_{12}) \phi_{10}(4\pi^2 r_{21}^2) \quad (\text{III.25})$$

Das Integral Ω_n gibt an, wie die Bewegung der beiden Nukleonen in A mit der im α -Teilchen überlappt.

Zur weiteren Vereinfachung kann man, in guter Näherung, annehmen, daß die Reichweite der Wechselwirkung bzw. die der Wellenfunktion des α -Teilchens so klein ist, daß deren Produkt durch eine δ -Funktion ersetzt werden kann (mit $\sum_{i=1,2} \sum_{k=3,4} W(r_{ik}) \approx 4W(\rho)$ (CHA-70)) :

$$4W_0 \exp(-\beta^2 \rho) \phi_{10}(8\eta^2 \rho^2) \approx C_0 \delta(\rho) \quad (\text{III.26})$$

Mit dieser 'zero-range' Näherung erhält man den Formfaktor in besonders einfacher Form als Summe von Produkten :

$$f^{112L}_{(R)} = C_0 \Omega_d \sum_N G_{\eta_1 \eta_2 NL} \phi_{NL}(R)$$

Die Amplituden G ergeben sich aus der Kernstruktur (GLE-75):

$$G_{\eta_1 \eta_2 NL} = \Omega_n \left[\frac{2}{1 + \Delta_{\eta_1 \eta_2}} \right]^{1/2} \langle nONL; L | n_1 l_1 n_2 l_2; L \rangle \quad (\text{III.27})$$

Die Größe $\Delta_{\eta_1 \eta_2}$ geht als Folge der Antisymmetrisierung ein; sie ist ausgeschrieben :

$$\Delta_{\eta_1 \eta_2} = \delta_{n_1 n_2} \delta_{l_1 l_2} \delta_{j_1 j_2}$$

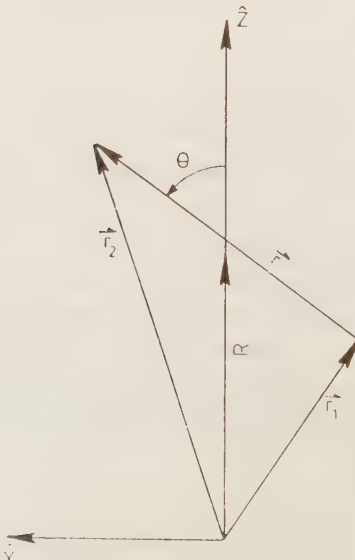
Zwar sind die Rechnungen mit HO-Funktionen numerisch leicht durchzuführen, da sich sowohl für die Integrale analytische Ausdrücke ergeben als auch die Transformation in Schwerpunkts- und Relativkoordinaten geschlossen ausgeführt werden kann; jedoch haben diese Funktionen als Eigenfunktionen zu einem unendlich hohen Potentialtopf ein unrealistisches asymptotisches Verhalten (DRI-66), so daß sie für die Analyse von Kernreaktionen nur sehr bedingt geeignet sind.

b) Mikroskopische Berechnung im Woods-Saxon Potential

Eigenfunktionen in einem Woods-Saxon (WS) Potential haben ein korrektes asymptotisches Verhalten; sie sind jedoch nicht analytisch darstellbar. Um hier dennoch den exakten Formalismus anwenden zu können, wurde u.A. vorgeschlagen (DRI-66), die WS-Funktionen in eine Reihe von Oszillator-Funktionen zu entwickeln und anschließend die Moshinsky-Transformation auf die Reihe anzuwenden.

Diese umständliche Reihenentwicklung vermeidet die von Bayman und Kallio (BAY-67), ursprünglich zur mikroskopischen Analyse von (p,t) Reaktionen entwickelte Methode den Formfaktor zu berechnen. Chant und Mangelson (CHA-70) haben die Bayman-Kallio-Methode auf die (d,α) Reaktion verallgemeinert.

Hier wird analog zum Vorgehen für Oszillator-Funktionen verfahren; jedoch sind die Einteilchen-Funktionen Eigenfunktionen im WS-Potential. Wieder für relativen Bahndrehimpuls $l=0$ der beiden Nukleonen und Gauß-Radialabhängigkeit der Restwechselwirkung und der Wellenfunktion von ${}^4\text{He}$ wird die Koordinatentransformation $(r_1, r_2) \rightarrow (R, r=r_{12})$ explizit durchgeführt.



Figur III.3 : Darstellung der Koordinaten (r_1, r_2) durch die Schwerpunkts- und Relativkoordinaten $(R, r=r_{12})$.

Die beiden Nukleonen seien in der xz-Ebene, r_1 und r_2 lassen sich durch R, r und den in Figur 3 eingezeichnete Winkel θ darstellen :

$$\begin{aligned} r_1 &= (R - r/2 \cos\theta) \cdot \hat{z} - (r/2 \sin\theta) \cdot \hat{x} \\ r_2 &= (R + r/2 \cos\theta) \cdot \hat{z} + (r/2 \sin\theta) \cdot \hat{x} \end{aligned}$$

Durch Integration der Wellenfunktionen über den Winkel θ (siehe Fig. 3) wird für jeden Schwerpunktsradius R eine $\phi_{n0}(r)$ entsprechende Funktion numerisch bestimmt. Diese Verteilung wird anschließend zur Berechnung des Formfaktors $\phi_{NL}(R)$ - ebenfalls numerisch - über die Relativkoordinate r integriert; dieses Integral entspricht Ω_n .

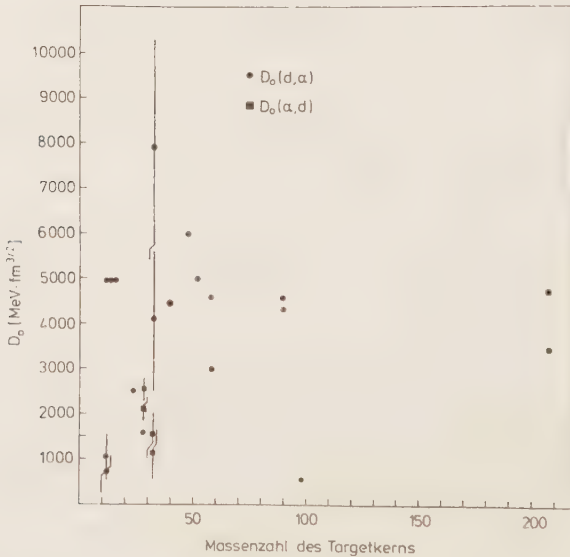
Der sich so ergebende Formfaktor hat eine Knotenzahl, die einer 1S-Bewegung der beiden Nukleonen entspricht.

Bei der Bayman-Kallio-Methode wird über die innere Koordinate des Deuterons - r_{34} - nicht explizit integriert. Es genügt, näherungsweise nur dessen Schwerpunkt zu betrachten (CHA-70) und einen, dem Integral Ω_d entsprechenden Faktor in der Normierungskonstanten $D_0 = \Omega_d \cdot C_0$ zu berücksichtigen.

Die Bayman-Kallio Methode ist in vielen DWBA-Programmen als Option enthalten; die in den Codes DWUCK4 (KUN-69) und CHUCK3 (KUN-77) programmierte Version ist in (BAE-73) beschrieben. Dabei sind Antisymmetrisierung und Vektorkopplungskoeffizienten bereits berücksichtigt; für Rechnungen mit der mikroskopischen Option sind, neben dem RMS-Radius, nur die spektroskopische Amplitude $\beta(\eta_1 \eta_2; J)$ und die Normierungskonstante D_0 anzugeben.

Im Gegensatz zu den Ein-Nukleon Transferreaktionen (d, t) und ($d, {}^3\text{He}$) gibt es für (d, α) allerdings keinen etablierten Wert für D_0 ; in Figur 4 habe ich die bisher veröffentlichten, experimentell ermittelten Werte zusammengestellt (theoretische Werte für $D_0(d, \alpha)$ wurden nicht veröffent-

licht). Diese sehr unterschiedlichen Werte ergeben sich, da für die (d,α) Reaktion die Größe des berechneten Wirkungsquerschnitts sehr stark von den verwendeten Potentialparametern abhängt und zudem sehr sensitiv auf 'finite-range'- und Nichtlokalitätskorrekturen (BUT-64; KUN-69) (siehe Anhang) ist.



Figur III.4 : Bisher veröffentlichte Werte für die 'zero-range' Normierungskonstante $D_0(d,\alpha)$ für mikroskopische Rechnungen. (Aus (α,d) Reaktionen ermittelte Werte wurden mit dem Spinfaktor $1/3$ (LEW-70) umgerechnet).

c) Formfaktor für einen Deuteron-Cluster

Da in den DWBA-Formfaktor ohnehin nur die Schwerpunktsbewegung der beiden Nukleonen eingeht, liegt es nahe, direkt den Formfaktor für einen Cluster aus Proton und Neutron als 'Einteilchen'-Formfaktor (ein Teilchen der Masse 2 und Spin $S=1$ - Deuteron-Cluster) in einem Woods-Saxon Potential zu berechnen. Für die Tiefe dieses Potentialtopfes erwartet man etwa die doppelte Tiefe des Nukleon-Bindungspotentials.

Für die HO-Funktionen hatte sich nach der Koordinatentransformation eine analoge Situation ergeben, die dort erhaltene Funktion $\phi_{NL}(R)$ beschreibt ebenfalls die Bewegung des Schwerpunkts der beiden transferierten Nukleonen. Im Kerninneren überlappen HO- und WS-Funktionen sehr gut, daher liegt es nahe, auch für die Cluster-Wellenfunktion im WS-Potential die Knotenzahl und die Gewichtungsfaktoren wie für ein Oszillatorpotential zu bestimmen. Dabei geht man davon aus, daß sich der Cluster in einem 1S-Zustand befindet. In diesem Fall ergibt sich die Knotenzahl N aus (III.22) zu :

$$N = (l_1 + l_2 - L + 2n_1 + 2n_2) / 2 \quad (\text{III.28})$$

Der Einschränkung auf die 1S-Bewegung liegt das Modell zugrunde, daß die Wellenfunktion des transferierten Clusters der eines freien Deuterons (im S-Zustand) recht ähnlich ist (jedoch geht die innere Struktur des Clusters nicht weiter ein). Die Vernachlässigung höherer Knotenzahlen wird - zumindest für leichte Kerne ($A \leq 40$) - auch durch einen Vergleich der Überlappintegrale Ω_n und Ω_{n+1} (Ω_{n+1} entspricht einem 2S-Zustand des Clusters) gerechtfertigt : Ω_n ist für diese Kerne um mehr als einen Faktor 10 größer (LAW-80).

Die hier nicht explizit durchgeführte Transformation auf Schwerpunkts- und Relativkoordinaten wird über die Moskin-sky-Klammer berücksichtigt. Dazu müssen hier auch das von der jj-1s-Umkopplung herrührende 9J-Symbol und die Antisymmetrisierung bei der Berechnung der Amplitude G berücksichtigt werden; es ergibt sich (LAW-80) :

$$G_{\eta_1 \eta_2 NLSJ} = \beta(\eta_1 \eta_2; J) \cdot \begin{bmatrix} l_1 & l_2 & L \\ 1/2 & 1/2 & S \\ j_1 & j_2 & J \end{bmatrix} \left[\frac{2}{1 + \Delta_{\eta_1 \eta_2}} \right]^{1/2} \langle n_{NL}; L | n_1 l_1 n_2 l_2; L \rangle$$

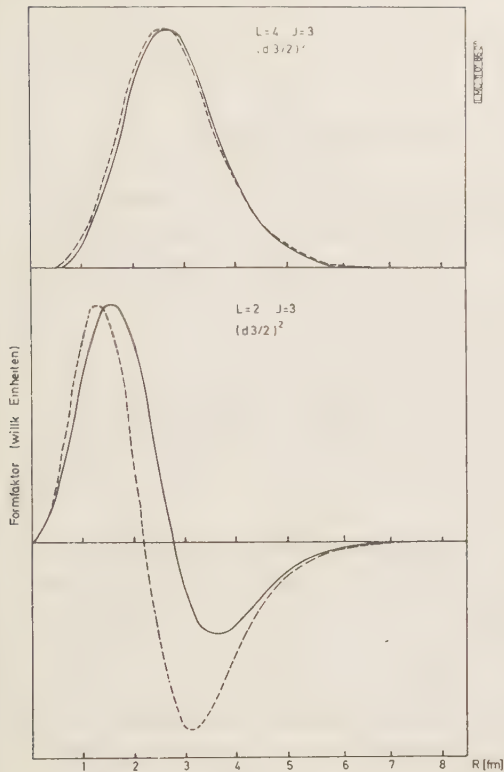
$$(\text{III.29})$$

Ein von mir durchgeführter Vergleich der Volumenintegrale der so normierten Cluster-Formfaktoren mit den nach der Bayman-Kallio Methode berechneten Formfaktoren ergab eine sehr gute Übereinstimmung innerhalb von 1-2 % - die Multiplikation mit der Moshinsky-Klammer ergibt die gleiche Normierung wie die explizit gerechnete Koordinatentransformation.

III.29 ist die Cluster-Amplitude für eine Konfiguration η_1, η_2 ; tragen mehrere Konfigurationen bei, so muß über diese summiert werden. Bei der in dieser Arbeit untersuchten $^{40}\text{Ca}(d, \alpha)$ Reaktion gehören die verschiedenen Konfigurationen η_1, η_2 alle zur gleichen Hauptschale - der (sd)-Schale. In diesen Falle ergibt sich für einen festen Drehimpuls L des Clusters stets die gleiche Knotenzahl N , unabhängig davon, welche Konfigurationen zu diesem L koppeln; die Knotenzahl wird dann üblicherweise nicht mit angegeben, die Summe $G(L, J)$ berechnet sich aus (III.29) zu :

$$G(L, J) = \sum^{\eta_1 \eta_2} G_{\eta_1 \eta_2 \text{NLSL}} \quad (\text{III.30})$$

Für gestreckte Konfigurationen $l_1 + l_2 = L$ haben mikroskopischer und Cluster-Formfaktor die gleiche Radialabhängigkeit, sonst ergeben sich jedoch teilweise deutliche Unterschiede in der Lage der Knoten und Maxima (siehe Figur 5).



Figur III.5 : Vergleich von mikroskopischem (---) und Cluster-Formfaktor (—); hier für eine $(d_{3/2})^{-2}$ -Konfiguration in der Reaktion $^{40}\text{Ca}(d, \alpha)$. Oben gestreckter Übergang $L=4$ $J=3$; unten $L=2$ $J=3$. (Sowohl die für das Bindungspotential der Nukleonen als auch das des Clusters wurde ein Woods-Saxon Potential mit den Geometrieparametern $r_0 = 1.17$ fm $a = .75$ fm verwendet.)

Im Clustermodell wird weder Ω_d noch Ω_n berechnet, beide Größen müssen in der Normierungskonstante D_0 berücksichtigt werden. Da bei der Bayman-Kallio Methode der Überlapp Ω_n numerisch berechnet wird, ist zu erwarten, daß sich die Normierungskonstanten D_0 für mikroskopische und für Clustertransfer um einen diesem Integral entsprechenden Faktor unterscheiden. P.D. Kunz hat in (BAE-73) abgeschätzt :

$$D_0^2(\text{micr}) = (\pi \cdot \bar{r}^2/2)^{3/2} D_0^2(\text{Clust})$$

Dabei ist $\bar{r}$ der RMS-Radius des α -Teilchens; mit dem Wert $\bar{r} = 1.61$ fm ergibt sich $(\pi \cdot \bar{r}^2/2)^{3/2} = 8.22$ fm³ und es gilt :

$$D_0(\text{micr}) = 2.87 \cdot D_0(\text{Clust}) \quad [\text{MeV fm}^{3/2}] \quad (\text{III.31})$$

III.3 Berücksichtigung des D-Zustandes von ^4He

Die DWBA-Analyse von Transferreaktionen im Rahmen der soeben dargestellten 'zero-range' Näherung hat sich für die Beschreibung des differentiellen Wirkungsquerschnitts und der Vektoranalysierstärke als ausreichend erwiesen. Experimente mit tensorpolarisierten Strahlen haben jedoch gezeigt, daß es notwendig ist, eine $\ell=2$ -Komponente (D-Zustand) in der Wellenfunktion des transferierten Teilchens zu berücksichtigen. Dies ist in der Nullreichweiten-Näherung nicht möglich.

Für die Ein-Nukleon Transferreaktionen haben Johnson und Santos (JOH-71) die von Buttle und Goldfarb (BUT-64) eingeführte 'local energy approximation - LEA' verallgemeinert, um auch den D-Zustand zu berücksichtigen. Ein Vergleich der im Rahmen der LEA erhaltenen Ergebnisse mit exakten 'finite-range' Rechnungen, hat, zumindest für Deuteron-Energien bis 20 MeV, die Gültigkeit der LEA bestätigt. (Die alten LEA-Codes werden heute kaum noch benutzt, die Größe des D-Zustandseffekts wird jedoch mit der aus der LEA abgeleiteten Größe D_2 charakterisiert).

In 'finite-range' Rechnungen (im Ortsraum) wurde eine $\ell=2$ -Amplitude des transferierten Teilchens zunächst für (d,t) und $(d,^3\text{He})$ Reaktionen berücksichtigt (SAN-79); die Theorie wurde in den letzten Jahren - vor allem von F.D. Santos (SAN-84; KAR-84) - auf die (d,α) Reaktion erweitert.

Hier geht man von dem oben beschriebenen Modell des Transfers eines Deuteron-Clusters aus. Durch die derzeit mögliche Rechentechnik ist man gezwungen für die innere Wellenfunktion des transferierten Clusters eine Deuteron-Wellenfunktion im S-Zustand anzunehmen. Gemäß dem Clusterbild wird die Restwechselwirkung $V_i - U_i$ hier als Wechselwirkung zweier Deuteronen angesetzt, ρ ist deren Relativkoordinate.

Durch die Einschränkung auf den S-Zustand des Clusters bleiben die Struktur von schwerem und leichtem Fragment entkoppelt. Die Struktur von ${}^4\text{He}$ geht dann in das DWBA-Matrixelement (III.16) über den Faktor $D(\rho)$ ein :

$$D(\rho) = \langle \psi_\alpha(\rho, r_{12}, r_{34}) | V_{dd} | \psi_d(r_{12}) \psi_d(r_{34}) \rangle \quad (\text{III.32})$$

Auf Grund der Paritätserhaltung kann dieser Faktor nur Anteile mit $\ell=0$ und $\ell=2$ enthalten :

$$\begin{aligned} \langle \psi_\alpha(\rho, r_{12}, r_{34}) | V_{dd} | \psi_d(r_{12}) \psi'_d(r_{34}) \rangle = \\ = \sum_{\ell=0,2} (-1)^{1-\sigma'_d} (\ell \lambda 1 \sigma_d | 1 - \sigma'_d) V_\ell(\rho) Y_\ell^\lambda(\rho) \end{aligned} \quad (\text{III.33})$$

Diese Entwicklung entspricht zwei verschiedenen Konfigurationen der beiden Deuteronen im α -Teilchen : für $\ell=0$ sind die beiden Spins antiparallel, für $\ell=2$ sind sie parallel.

Hier sei angemerkt, daß die beiden Konfigurationen hier kohärent beitragen (bei den Ein-Nukleon Transferreaktionen gehen die $\ell=0$ - bzw. $\ell=2$ -Amplituden, wegen des Spintransfers von $s=1/2$ bzw. $s=3/2$, inkohärent in den unpolarisierten Wirkungsquerschnitt ein).

Das Matrixelement (III.33) kann über die Schrödinger-Gleichung mit der Projektion der Wellenfunktion von ${}^4\text{He}$ auf die beiden Deuteron-Wellenfunktionen verknüpft werden :

$$\begin{aligned} \langle \psi_\alpha(\rho, r_{12}, r_{34}) | \psi_d(r_{12}) \psi_d(r_{34}) \rangle \\ = \sum_{\ell=0,2} (-1)^{1-\sigma'_d} (\ell \lambda 1 \sigma_d | 1 - \sigma'_d) U_\ell(\rho) Y_\ell^\lambda(\rho) \end{aligned} \quad (\text{III.34})$$

d.h. die Funktionen U_ℓ und V_ℓ erfüllen die Gleichungen :

$$\frac{\hbar^2}{2M} (\alpha^2 - \nabla^2) U_\ell = V_\ell \quad \text{für } \ell=0,2$$

mit :
$$\alpha^2 = \frac{2M(B_a - 2B_d)}{\hbar^2}$$

M ist die reduzierte Masse, B_a bzw. B_d ist die Bindungsenergie des α -Teilchens bzw. des Deuterons. Damit ergibt sich α zu : $\alpha = 1.07 \text{ fm}^{-1}$.

Die Funktionen U_ℓ werden in 'finite-range' Rechnungen als Eigenfunktionen in Woods-Saxon Potentialen berechnet (siehe Figur 6). Für Transferreaktionen wird der D-Zustandseffekt durch die Größe D_2 parametrisiert :

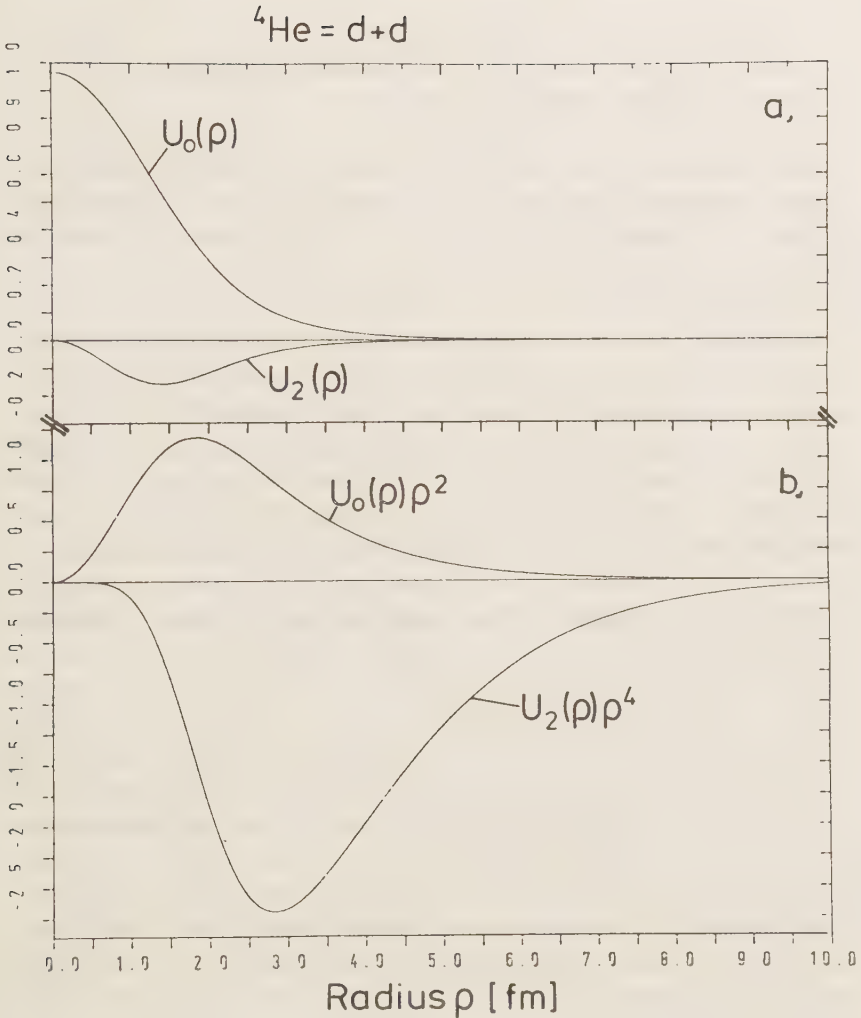
$$D_2 = \frac{1}{15} \frac{\int U_2(\rho) \rho^4 d\rho}{\int U_0(\rho) \rho^2 d\rho} \quad (\text{III.35})$$

Vernachlässigt man die Coulomb-Wechselwirkung zwischen den beiden Deuteronen, gehen die Funktionen U_ℓ asymptotisch in die Hankelfunktionen h_ℓ über :

$$U_\ell(r) \rightarrow N_\ell i^\ell h_\ell(iar)$$

Setzt man diese asymptotische Form in (III.35) ein, ergibt sich der Zusammenhang von D_2 mit dem asymptotischen D zu S -Verhältnis $\rho = N_2/N_0$:

$$D_2 \approx \alpha^{-2} \cdot \rho = 0.87 \cdot \rho \text{ [fm}^2\text{]} \quad (\text{III.36})$$



Figur III.6 : a) Die radiale Abhängigkeit der Funktionen $U_0(\rho)$ und $U_2(\rho)$ von S- und D-Zustand, die sich hier als gebundene Zustände des $d+d$ Systems ergeben.

b) Die aus diesen Funktionen berechneten Integranden für die Berechnung von D_2 .

Die Normierung der Wellenfunktionen entspricht $D_2 = -.19 \text{ fm}^2$ mit einer 'D-Zustandswahrscheinlichkeit' $P_D = 8.4 \%$.

Wegen der großen Bindungsenergie unterschätzt diese Näherung $|D_2(^4\text{He})|$ um etwa 10 % (KAR-84).

Die beiden Deuteron Cluster haben in dieser Näherung keinerlei innere Struktur; die einzige im Formalismus mitgenommene D-Zustandskonfiguration ist die $\ell=2$ Relativbewegung der beiden Cluster. Weitere mögliche D-Zustandskonfigurationen von ^4He (TOS-85) können nicht berücksichtigt werden. Insbesondere ist die in der derzeitigen Berechnung notwendige Vernachlässigung des 'inneren' D-Zustandes des transferierten Deuterons zu beachten. Man muß sicher die weitere theoretische Entwicklung abwarten, um zu Aussagen zu kommen, inwieweit die beobachteten D-Zustandseffekte vom D-Zustand der Relativbewegung der beiden Deuteron-Cluster oder aber vom D-Zustand des transferierten Deuterons abhängen (letzterer ist verknüpft mit der Berechnung der $G(L,J)$ -Koeffizienten; die Struktur von schwerem und leichtem Fragment sind dann verkoppelt). Beides sind Komponenten des D-Zustandes des $A=4$ -Systems.

Derzeit ist keine realistische Wellenfunktionen des α -Teilchens verfügbar; alle Rechnungen verwenden Gauß-Funktionen, die nicht das korrekte asymptotische Verhalten haben. Mit diesen Wellenfunktionen, teilweise durch Anstücken von Hankelfunktionen auf realistisches asymptotisches Verhalten korrigiert (TOS-85), wurden theoretisch Werte für $D_2(^4\text{He})$ zwischen

$$-.35 \text{ fm}^2 \leq D_2(^4\text{He}) \leq -.08 \text{ fm}^2$$

berechnet (KAR-84; TOS-85). Neuere Rechnungen zur Impulsverteilung von d+d Clustern im α -Teilchen (SCH-86) ergeben :

$$D_2(^4\text{He}) = -.20 \text{ fm}^2$$

IV. Experimentelle Ergebnisse und Analyse

Da bei der Analyse von (d,α) Reaktionen die Struktur der betrachteten Zustände wesentlich eingeht (siehe voriges Kapitel), haben wir zwei Beispiele mit besonders gut bekannter Kernstruktur ausgewählt:



In diesem Kapitel will ich erst die Ergebnisse darstellen, die im Rahmen der 'zero-range' Näherung für diese beiden Reaktionen mit dem Programm CHUCK3 (COM-80) erhalten wurden. Für den direkten Transfer werden jeweils die verschiedenen Möglichkeiten, den Zwei-Nukleon Formfaktor zu berechnen, gegenübergestellt : mikroskopische Berechnung nach der Bayman-Kallio Methode und Formfaktor für einen Deuteron-Cluster (mit keinem der gängigen DWBA-Programme ist es möglich, Formfaktoren für ein Oszillator-Potential zu berechnen. Da diese Formfaktoren ohnehin ein falsches asymptotisches Verhalten aufweisen (DRI-66) will ich nicht näher auf diese eingehen). Für die Reaktion $^{40}\text{Ca}(d,\alpha)^{38}\text{K}$ werden zudem die Ergebnisse verschiedener Schalenmodell-Rechnungen für die betrachteten Endzustände verglichen.

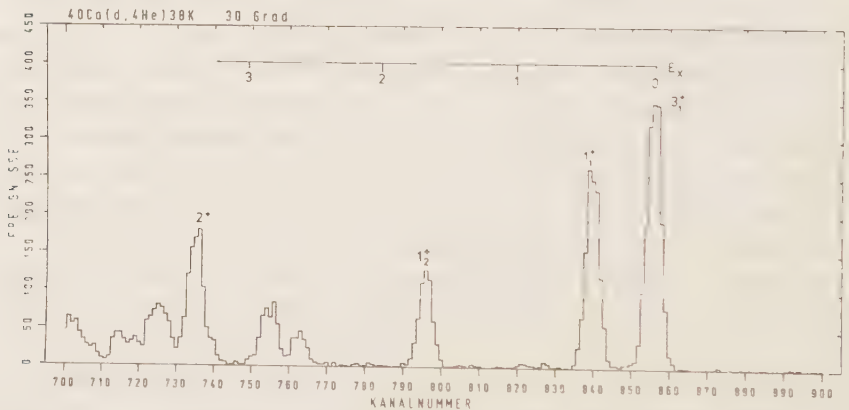
Anschließend wird jeweils auch der sequentielle Transfer der beiden Nukleonen sowie die kohärente Überlagerung von sequentiell und direktem Transfer betrachtet. Da es das 'zero-range' CRC-Programm CHUCK3 nicht erlaubt, den Nicht-orthogonalitätsterm zu berechnen, vernachlässigen alle von mir durchgeführten Rechnungen zum sequentiellen Transfer die NO-Korrekturen.

Daran schließt sich eine 'full finite range'-Analyse der Reaktionen $^{40}\text{Ca}(d,t)$, $^{40}\text{Ca}(d,^3\text{He})$ und $^{40}\text{Ca}(d,\alpha)$ an. Ziel dieser Untersuchungen ist die Bestimmung des D-Zustandes von ^3H und vor allem von ^3He und ^4He in einer Clusterentwicklung des $A=3$ -Systems bzw. des α -Teilchens.

IV.1. 'Zero-range' Analyse der Reaktion $^{40}\text{Ca}(d,\alpha)^{38}\text{K}$

a) Übersicht

Figur 1 zeigt ein Spektrum der Reaktion $^{40}\text{Ca}(d,\alpha)^{38}\text{K}$ bis zu einer Anregungsenergie von etwa 4 MeV, gemessen bei einer Einschüßenergie $E_d = 20$ MeV. Die vier herausragenden Peaks in diesem Spektrum gehören zu folgenden Zuständen in ^{38}K : 3_1^+ Grundzustand, 1_1^+ bei der Anregungsenergie $E_x = 459$ keV, 1_2^+ bei $E_x = 1698$ keV und 2^+ bei $E_x = 3432$ keV.



Figur IV.1 : Spektrum der Reaktion $^{40}\text{Ca}(d,\alpha)^{38}\text{K}$ bei $E_d = 20$ MeV, aufgenommen in der 4π -Kammer.

Die Strukturen bei Anregungsenergien von etwa 2640 keV und 2850 keV gehören zu mehreren, hier nicht aufgelösten, Niveaus (LED-78); ebenso wird bei höheren Anregungsenergien die Niveaudichte so groß, daß sich die verschiedenen Zustände nicht mehr sicher trennen lassen.

Bei der Analyse habe ich mich auf die Untersuchung dieser vier Übergänge konzentriert. Einmal sind wegen des großen Wirkungsquerschnitts die experimentellen Daten zuverlässig, zum anderen lassen Kernstruktur und großer Wirkungsquerschnitt erwarten, daß ein einfacher Reaktionsmechanismus dominiert.

Die Reaktion $^{40}\text{Ca}(d,\alpha)$ wurde von uns bereits bei 23.17 MeV noch mit dem Strahl aus der alten polarisierten Quelle untersucht. Die älteren Daten haben jedoch nicht die - nur mit dem Spinfilterstrahl erreichbare - hohe Genauigkeit bei der Bestimmung der Analysierstärken; außerdem wurden damals nur wenige Winkel in dem für die Analyse besonders wichtigen Bereich des 'Transferpeaks' gemessen. Daher werde ich in dieser Arbeit nur auf die präzisen Daten bei 20 MeV eingehen.

b) ^{40}Ca und ^{38}K im Schalenmodell

Der - in guter Näherung - doppelt magische Targetkern ^{40}Ca bildet den Abschluß der (sd)-Schale; die Zustände in ^{38}K , die in einer direkten (d, α) Reaktion bevölkert werden, sollten sich demnach durch einfache Zwei-Loch Konfigurationen der (sd)-Schale beschreiben lassen.

Im Bereich der (sd)-Schale gibt es eine Fülle von Schalenmodellrechnungen, da hier der Konfigurationsraum ($d_{3/2}$ -, $s_{1/2}$ - und $d_{5/2}$ -Schale) in Schalenmodell-Programmen noch gut handhabbar ist. Allerdings geben nur wenige Autoren spektroskopische Amplituden für Transferreaktionen an.

Für die Analyse der Reaktion $^{40}\text{Ca}(d,\alpha)^{38}\text{K}$ habe ich Rechnungen zur Kernstruktur von ^{38}K ausgewählt, die spektroskopische Amplituden für alle vier hier betrachteten Zustände angeben: Rechnungen mit der 'neuen' Wildenthal (NW) Wechselwirkung (WIL-83) und der 'Chung-Wildenthal' (CW) Wechselwirkung (die Ergebnisse für beide Wechselwirkungen (WW) wurden von H. Nann (NAN-85) mit dem Code OXBASH gerechnet und zur Verfügung gestellt), sowie ältere Arbeiten von Wildenthal et al. (WIL-71) und Glaudemans et al. (GLA-64) (im folgenden mit WHMK bzw. GWB bezeichnet). Außer der frühen Arbeit von Glaudemans (ohne $d_{5/2}$ -Schale) verwenden alle Rechnungen den vollen Konfigurationsraum der (sd)-Schale.

In der Chung-Wildenthal Wechselwirkung wurden die Matrixelemente vor allem durch Anpassung an die Zustände von Kernen im unteren Bereich der (sd)-Schale gewonnen, während bei der 'neuen' Wildenthal WW die Reproduktion auch des oberen Teiles der (sd)-Schale - der hier besonders interessiert - wesentlich war. In diesem Sinne sind die Rechnungen mit der neuen Wildenthal WW eher relevant; der Vergleich mit den Ergebnissen anderer Wechselwirkungen soll einen Eindruck von der Genauigkeit von Schalenmodell-Rechnungen vermitteln.

In Figur 2 werden die mit diesen Schalenmodell-Wechselwirkungen für den Kern ^{38}K berechneten Anregungsenergien mit den experimentellen Werten verglichen. Die neueren Wechselwirkungen NW und CW geben die Energien der beiden 1^+ Zustände gut wieder; die Energie des 2^+ -Zustandes wird recht schlecht reproduziert.

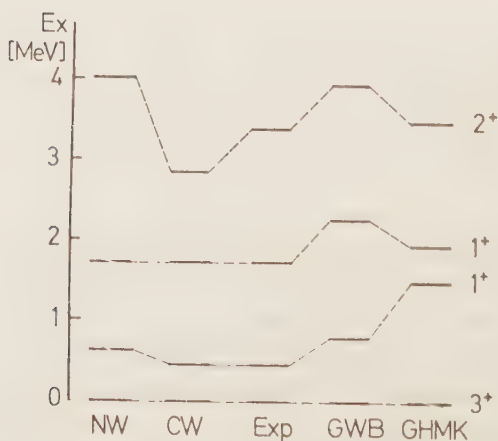


Fig. IV.2 : Vergleich der experimentellen Anregungsenergien für die tiefliegenden Zustände mit positiver Parität in ^{38}K (Exp) mit aus Schalenmodellrechnungen ermittelten Werten. Dabei bedeuten die Abkürzungen : NW - Rechnungen mit der 'neuen' Wildenthal - Wechselwirkung; CW - Chung-Wil-

denthal-Wechselwirkung; WHMK bzw. GWB beziehen sich auf die Arbeiten (WIL-71) bzw. (GLA-64).

An dieser Stelle sei angemerkt, daß die 'neue' Wildenthal WW (WIL-83) als die derzeit beste Beschreibung der (sd)-Schale gilt: sie gibt die Anregungsenergien sehr vieler Niveaus von Kernen der (sd)-Schale mit einer sehr kleinen RMS-Abweichung wieder.

^{40}Ca ist nur näherungsweise ein magischer Kern: die Grundzustandswellenfunktion von ^{40}Ca enthält Beimischungen aus der (fp)-Schale (HAS-79). Der Effekt dieser Beimischungen auf die (d, α) Reaktion läßt sich nur in dem - hinsichtlich der (sd)-Schale - eingeschränkten Konfigurationsraum der $d_{3/2}$ -, $p_{3/2}$ - und $f_{7/2}$ -Schalen mitnehmen.

Ergebnisse liegen nur für den 3^+ Grundzustand vor; die Rechnungen ergeben sehr kleine spektroskopische Amplituden für die Beimischungen aus der fp-Schale zur dominierenden $(d_{3/2})^{-2}$ -Konfiguration. Von mir durchgeführte DWBA-Rechnungen mit den vollen 'dfp'-Amplituden ergeben, verglichen mit einer reinen $(d_{3/2})^{-2}$ -Konfiguration, nahezu identische Winkelverteilungen, nur die Absolutnormierung des Wirkungsquerschnitts ändert sich geringfügig.

Die aus (sd)-Schalenmodell-Rechnungen ermittelten spektroskopischen Amplituden sollten bei diesem Übergang eine angemessene Beschreibung der (d, α) Reaktion erlauben.

c) DWBA-Analyse

α) Optisches Modell

Zur Beschreibung der elastischen Streuung im Eingangs- und Ausgangskanal ('distorted waves' χ_d und χ_α) werden Parametersätze verwendet, die aus einer OM-Analyse der elastischen Streuung ermittelt wurden. Bei der Analyse von (d, α) Reaktionen hat sich herausgestellt, daß hier nicht unbedingt diejenigen OM-Parameter, die jeweils die elastischen Streudaten optimal reproduzieren, auch eine befriedigende

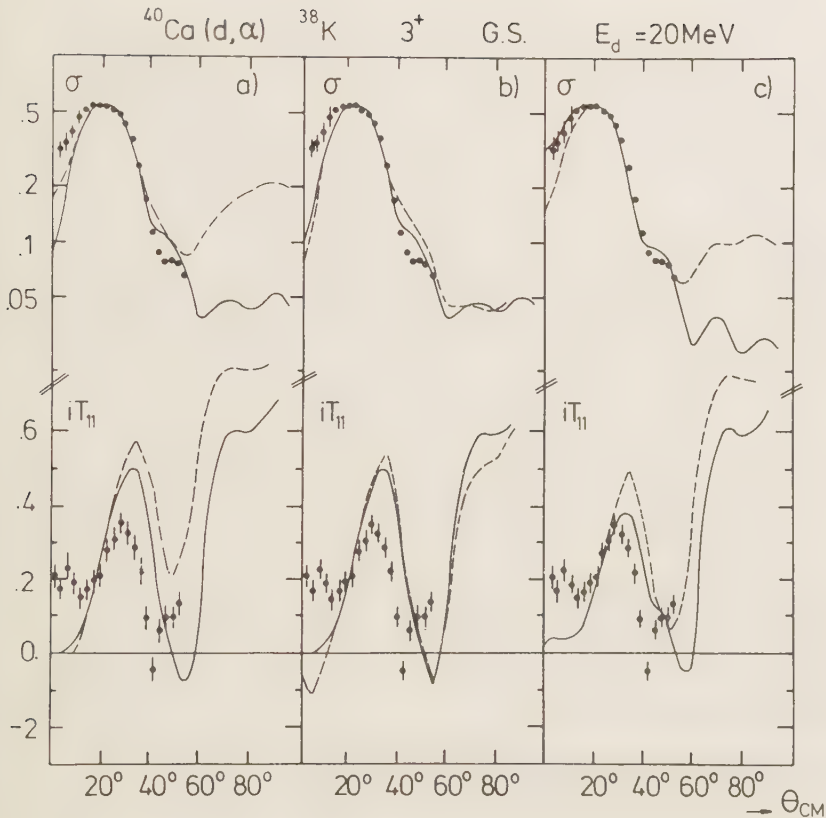
digende Beschreibung der Reaktion ergeben. Um auch für mehrere Übergänge konsistente Ergebnisse zu erhalten, wird empfohlen (DVE-72; DAE-75) Potentialsätze für die elastische d- und α -Streuung (und für das Bindungspotential des transferierten Clusters) zu verwenden, die alle die gleiche Geometrie des Realteils haben, mit einer Tiefe, die dem Faltungsmodell entspricht ('well-matching'). Für solche Potentialsätze wird die 'finite-range'-Korrektur (KUN-69) minimal (DVE-72) und 'zero-range'- und exakte 'finite-range'-Rechnungen stimmen in einem großen Winkelbereich überein (DIC-65).

Zur Beschreibung der elastischen d-Streuung wurde der globale Parametersatz von Daehnick et al. (DAE-80) verwendet. Die Sensitivität auf die OM-Parameter im Eingangskanal wird in Figur 3a demonstriert: die gestrichelte Kurve erhält man für ein an die elastische Streuung gefittetes Potential (FRI-84) statt des Globalsatzes DAE-80. Alternative Globalsätze zur Deuteron-Streuung (LOH-74; PER-77) ergeben Winkelverteilungen, die der gestrichelten Kurve sehr ähnlich sind.

Von den veröffentlichten Potentialen für die α -Streuung an ^{40}Ca bzw. ^{39}K in unserem Energiebereich wurde die beste Beschreibung der Reaktionsdaten mit den folgenden Parametersätzen erhalten (Potentiale in MeV, Radiusparameter r_0 und Diffuseness a in fm) :

V	W_{V01}	r_0	a	Referenz
195.0	19.2	1.210	.721	MCF-65
203.7	20.4	1.156	.759	BUD-68

Beide Potentialsätze erfüllen, zusammen mit dem globalen Parametersatz von Daehnick et al. (DAE-80) für Deuteronen, die 'well-matching'-Bedingung näherungsweise; sie ergeben eine gleichwertige Beschreibung der Reaktionsdaten (vgl. Fig. 3b).



Figur IV.3 : Vergleich von Rechnungen mit verschiedenen OM-Parametern.

a) 'zero-range' Rechnungen für verschiedene Potentialsätze im Eingangskanal: durchgezogen DAE-80; gestrichelt FRI-84; im Ausgangskanal MCF-65;

b) 'zero-range'-Rechnungen für verschiedene Potentialsätze im Ausgangskanal (im Eingangskanal DAE-80): durchgezogen MCF-65, gestrichelt BUD-68;

c) Potentiale wie a) jedoch hier 'finite-range' Rechnungen.

Außerdem werden in Fig. 3c noch 'finite-range' Rechnungen für die beiden d-Potentiale DAE-80 und FRI-84 verglichen. Für sehr kleine und vor allem für große Streuwinkel ergeben sich deutliche Unterschiede zu den 'zero-range' Rechnungen (Fig. 3a); vor allem für die Rechnungen mit dem Potentialsatz FRI-84, bei dem die 'well-matching' Bedingung nicht erfüllt ist. Im Bereich des Transferpeaks stimmen alle Rechnungen jedoch sehr gut überein. Ergebnisse, die aus der Analyse dieses Winkelbereichs erhalten wurden, sind also weitgehend unabhängig von der Wahl der OM-Parameter und der Nullreichweiten-Näherung.

Hier ist allerdings zu beachten, daß sich zwar die Form der mit verschiedenen Potentialsätzen berechneten Winkelverteilungen nur wenig ändert, wohl aber die Größe des berechneten Wirkungsquerschnitts : Rechnungen mit dem Potentialsatz FRI-84 ergeben - in 'zero-range' - einen etwa 40 % kleineren Wirkungsquerschnitt verglichen mit DAE-80.

β) Radialwellenfunktionen

Mikroskopische Berechnung des Formfaktors

Die Radialwellenfunktionen von Proton und Neutron für die mikroskopische Berechnung des Formfaktors wurden in Woods-Saxon Potentialen mit Radiusparameter $r_0 = 1.17$ fm und Diffuseness $a = .75$ fm generiert. Mit dieser Geometrie erhält man für die Reaktionen $^{40}\text{Ca}(d,t)$ und $^{40}\text{Ca}(d,^3\text{He})$ korrekte spektroskopische Faktoren.

Bei der Berechnung der Formfaktoren geht neben der Geometrie des Bindungspotentials die Bindungsenergie der Nukleonen wesentlich ein. Hier sind für die Zwei-Nukleon Transferreaktionen zwei Methoden gebräuchlich, die ich am Beispiel des Überganges zum 3^+ -Grundzustand gegenüberstellen möchte :

1) In einem streng mikroskopischen Modell zweier sich unabhängig voneinander bewogender Nukleonen ist für jedes Teilchen die 'individuelle' Bindungsenergie anzugeben (in-dividuelle Separationsenergie Methode - INSEM) (z.B. PAU-71; MEI-82). Insbesondere haben dann Proton und Neutron verschiedene Bindungsenergie.

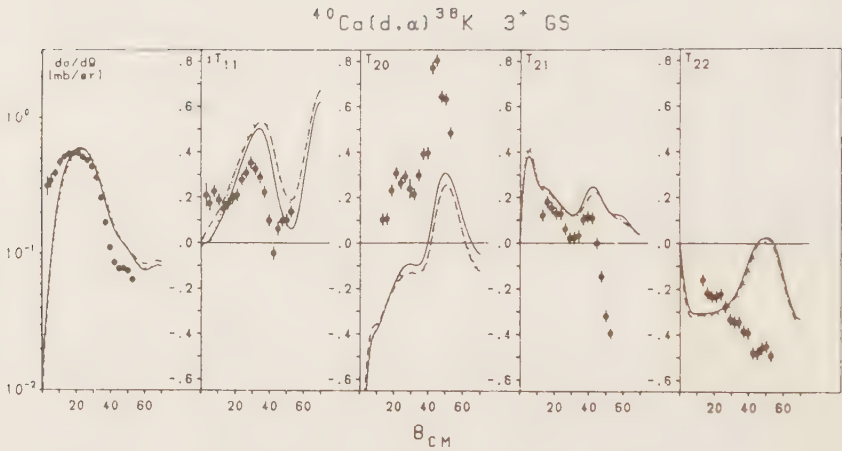
Aus den Proton- und Neutron-Separationsenergien und den Anregungsenergien der $s_{1/2}$ - bzw. $d_{5/2}$ -Niveaus ergeben sich diese Bindungsenergien (in MeV) für ^{40}Ca zu :

	$d_{3/2}$	$s_{1/2}$	$d_{5/2}$
Proton :	8.330	10.852	15.074
Neutron :	15.636	18.103	22.374

Um sich dem Bild des Deuteron-Cluster Transfers anzunähern, vermindern zahlreiche Autoren diese Einteilchen-Bindungsenergien um die halbe Deuteron-Bindungsenergie ($B_d = 2.225 \text{ MeV}$).

2) In Anlehnung an das Modell des Transfers eines Deuteron-Clusters, dessen Schwerpunkts-Wellenfunktion jedoch mikroskopisch berechnet wird, wird für jedes Nukleon eine Bindungsenergie angegeben, die der halben Deuteron-Separationsenergie S_d entspricht (Deuteron Separationsenergie Methode - DESEM) (z.B. WOU-76; COS-77; IKO-78, BHA-83). Für den 3^+ Grundzustand ist $S_d = 19.180 \text{ MeV}$; in diesem Modell ist jedes Nukleon also mit 9.590 MeV gebunden, unabhängig von der Ladung und den Quantenzahlen.

Beide Methoden stellen Näherungen dar: die INSEM vernachlässigt die Paarwechselwirkung; bei der DESEM werden die unterschiedlichen Einteilchenenergien vernachlässigt.



Figur IV.4 : DWBA-Rechnungen für verschiedene gebräuchliche Bindungsenergien der transferierten Nukleonen im mikroskopischen Formfaktor am Beispiel des Übergangs zum 3^+ Grundzustand (spektroskopische Amplituden der NW-Wellenfunktion).
 — DESEM, INSEM, -.- INSEM + $B_d/2$

Wie man sieht (Figur 4), ergeben die verschiedenen Methoden Winkelverteilungen, die sich nur im Detail unterscheiden; im Hinblick auf die Reproduktion der experimentellen Daten erübrigt sich daher eine weitere Diskussion welche der drei Methoden korrekter ist. Allerdings benötigt man für die INSEM eine um 30 % größere Normierungskonstante $D_0(d,\alpha)$ als für die DESEM, da die Formfaktoren stärker gebundener Teilchen für große Radien schneller abfallen. In Figur 4 wurden alle drei Winkelverteilungen an den experimentellen Wirkungsquerschnitt angepasst; die Anpassung erfolgt automatisch durch Minimieren des Abstandsquadrates von experimentellem und berechnetem Wirkungsquerschnitt in einem Computerprogramm.

Die meisten Autoren verwenden die DESEM, alle folgenden mikroskopischen Rechnungen verwenden ebenfalls diese Konvention für die Bindungsenergie der Nukleonen.

Cluster-Transfer

Gemäß der 'well-matching' Bedingung wurde die Wellenfunktion des transferierten d-Clusters in einem Woods-Saxon Potential mit den Geometrieparametern $r_0 = 1.17$ fm und $a = .75$ fm berechnet (Geometrie des d-Streupotentials DAE-80); die Bindungsenergie des Clusters entspricht der Deuteron-Separationsenergie. Hier will ich anmerken, daß die Lage der Maxima und Knoten von Cluster- und mikroskopischem Formfaktor für $r_0 = 1.08$ fm besser übereinstimmen würde.

Meijer et al. (MEI-82) haben ebenfalls die Radialabhängigkeit von Cluster- und mikroskopischem Formfaktor verglichen. Ausgehend von der Geometrie $r_0 = 1.26$ fm $a = .65$ fm der Einteilchen-Bindungspotentiale finden sie Übereinstimmung mit den Clusterformfaktoren für die Geometrie $r_0 = 1.15$ fm $a = .76$ fm des Clusterbindungspotentials. Auch dort wurde also für das Bindungspotential des Clusters im Vergleich zu den Einteilchen-Bindungspotentialen ein um 8-9 % kleinerer Radiusparameter ermittelt.

Allerdings ergibt sich mit diesem kleineren Radius in der Nullreichweiten-Näherung für den 3^+ Grundzustand ein um mehr als einen Faktor zwei kleinerer Wirkungsquerschnitt bei sonst nahezu unveränderter Form der Winkelverteilungen - die Rechnungen sind auf das Kerninnere nicht sensitiv. (Der kleinere Wirkungsquerschnitt ergibt sich auf Grund der geringeren radialen Ausdehnung der Wellenfunktion des transferierten Clusters). Für die 'zero-range' Rechnungen wurde daher der größere Radius beibehalten. (Die 'finite-range' Rechnungen sind hier weit weniger sensitiv: bei der gleichen Variation des Radius ändern sich die berechneten Wirkungsquerschnitte um weniger als 20 %).

d) Die einzelnen Übergänge

Nach diesen Vorbemerkungen will ich nun die vier Übergänge einzeln diskutieren. Mit den vier oben genannten Schalenmodell-Wellenfunktionen ergibt sich folgendes Bild :

Der 3^+ -Grundzustand

Bei diesem Übergang von $0^+ \rightarrow 3^+$ wird der Gesamtdrehimpuls $J = 3$ transferiert. Da sich die Parität nicht ändert, tragen hier die transferierten Bahndrehimpulse $L = 4$ und $L = 2$ bei (vgl. III.20). Die relativen Gewichte dieser beiden L-Transfers ergeben sich aus den spektroskopischen Amplituden für diesen Übergang.

In Tabelle 1 sind die spektroskopischen Amplituden $\beta(\eta_1\eta_2,J)$ (vgl. III.17) für die vier verschiedenen Wellenfunktionen aus Figur 2 zusammengestellt. Da die spektroskopischen Amplituden (ihre Quadratsumme ist auf $2J+1$ normiert) nur bis auf eine gemeinsame Phase bestimmt sind, ändern die verschiedenen Phasenkonventionen der Autoren nichts am Ergebnis.

Konfig.	$d_{5/2}d_{5/2}$	$d_{5/2}s_{1/2}$	$d_{5/2}d_{3/2}$	$d_{3/2}d_{3/2}$
N W	.1996	.0213	.3994	-2.6077
C W	.0193	-.0421	.5684	-2.5836
WHMK			-.5477	2.5875
GWB				2.6458

Tabelle IV.1 : Spektroskopische Amplituden $\beta(\eta_1\eta_2,J)$ für den 3^+ Grundzustand aus den vier verschiedenen Wellenfunktionen von Fig. 2.

In einem naiven Schalenmodellbild erwartet man für den 3^+ -Grundzustand eine reine $(d_{3/2})^{-2}$ -Konfiguration. Dies wird durch die Schalenmodell-Rechnungen bestätigt: Glaudemans erhält eine reine, die anderen drei Kernstruktur-Untersuchungen eine dominierende $(d_{3/2})^{-2}$ -Konfiguration für den 3^+ Grundzustand, jedoch mit unterschiedlichen Beimischungen.

Figur 5 zeigt die mit diesen spektroskopischen Amplituden und dem mikroskopischen Formfaktor (DESEM) berechneten Winkelverteilungen.

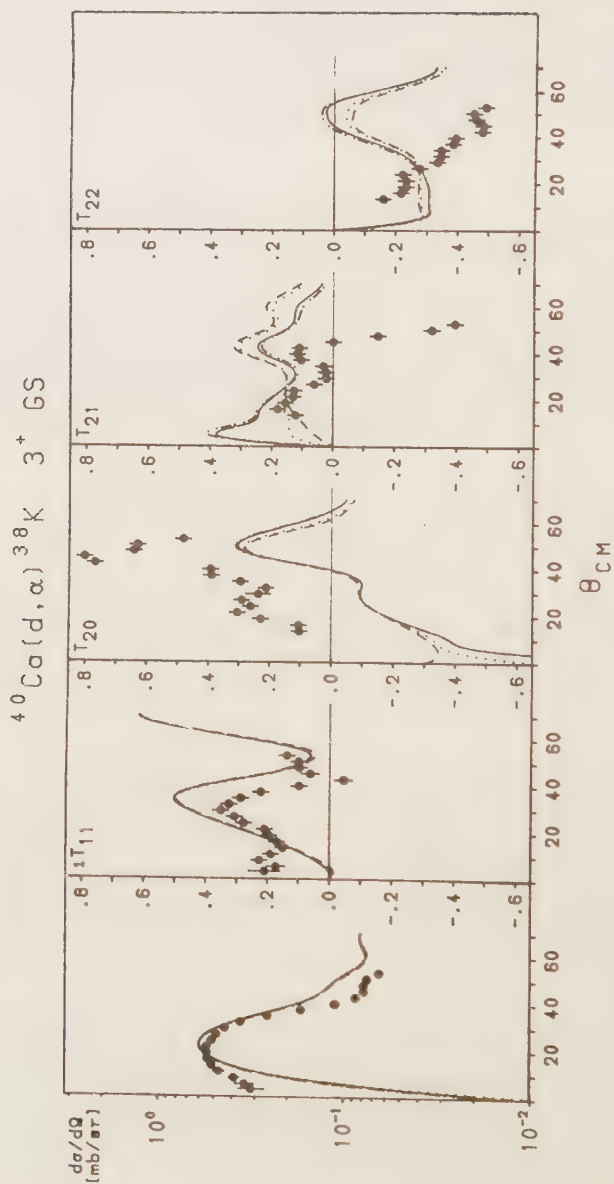
Alle vier Rechnungen wurden an den experimentellen Wirkungsquerschnitt angepasst. Dies ergibt die folgenden Werte für die Normierungskonstante D_O^M für die mikroskopischen Rechnungen:

	N W	C W	WHMK	GWB
D_O^M [MeV fm ^{3/2}]	1902	1890	1910	2045

Wegen der allen vier Wellenfunktionen gemeinsamen dominierenden $(d_{3/2})^{-2}$ Konfiguration stimmen diese Werte innerhalb weniger Prozent überein.

Bhat et al. (BHA-83) geben in ihrer Analyse der Reaktion $^{40}\text{Ca}(d,\alpha)$ bei $E_d = 22.8$ MeV (nur CW-Wellenfunktion) eine Normierungskonstante $N = 3 \cdot 10^3$ ($N \propto D_O^2$) an; dies entspricht $D_O^M = 4450$ MeV fm^{3/2}. Wie eine Kontrollrechnung zeigt, ergibt sich dieser große Wert auf Grund der verschiedenen OM-Parameter.

Wegen der starken Abhängigkeit von D_O auf die verwendeten OM-Parameter werden für die angeregten Zustände relative Stärken (bezogen auf den Grundzustandsübergang) angegeben.



Figur IV.5 : $^{40}\text{Ca}(d, ^4\text{He})^{38}\text{K} \quad 3^+ \text{ Grundzustand}$
 Mikroskopische Rechnungen (DESEM) für verschiedene Wellenfunktionen :
 — NW; - - - CW; WHMK und - · - · - · - GWB.

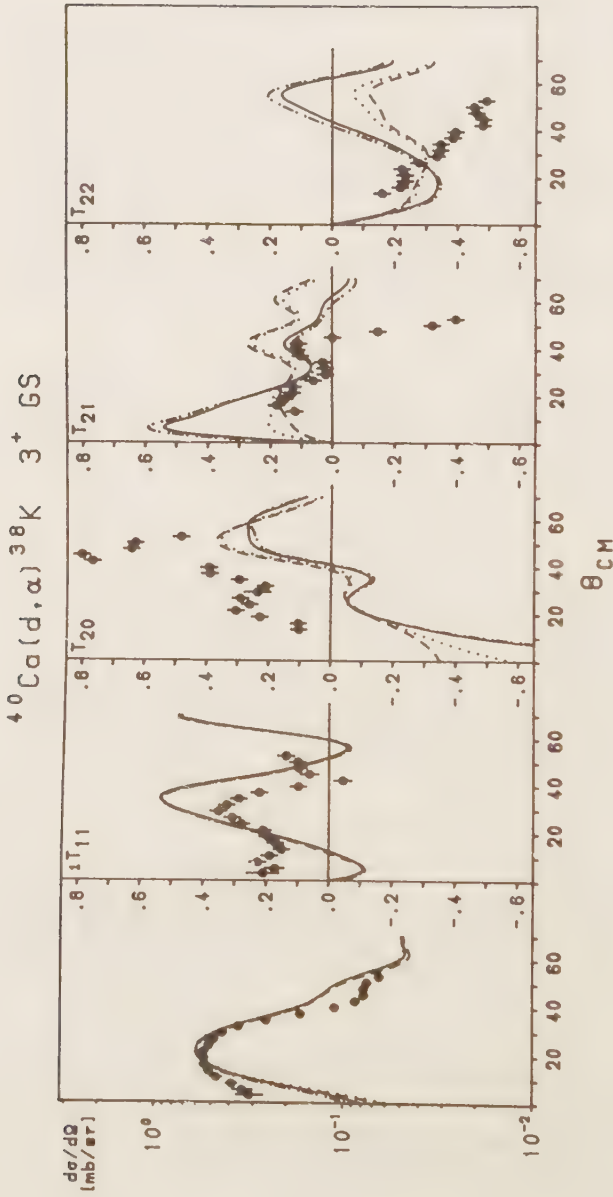
Bei der mikroskopischen Rechnung werden für jede Konfiguration die Formfaktoren für $J=3$ $L=4$ bzw. $J=3$ $L=2$ berechnet; die Summe dieser einzelnen Formfaktoren ergibt den Formfaktor für die Transferrechnung. Statt dessen werden im Cluster-Modell die beiden Formfaktoren für $J=3$ $L=4$ und $J=3$ $L=2$ nur einmal berechnet und dann mit den aus den spektroskopischen Amplituden ermittelten Cluster-Koeffizienten $G(4,3)$ und $G(2,3)$ (siehe III.29, III.30) gewichtet; für stark gemische Zustände bedeutet dies erheblich weniger Rechenaufwand.

In Tabelle 2 sind diese Cluster-Transfer Koeffizienten $G(2,3)$ und $G(4,3)$ sowie deren Verhältnis x für die vier Wellenfunktionen angegeben.

	$G(2,3)$	$G(4,3)$	$x=G(2,3)/G(4,3)$
N W	.08561	-1.56311	-.0548
C W	-.01994	-1.57368	.0127
WHMK	-.00219	1.56909	-.0014
GWB	-.10000	1.46969	-.0680

Tabelle IV.2 : Cluster-Transfer Koeffizienten $G(2,3)$ und $G(4,3)$ für den 3^+ Grundzustand, berechnet aus den spektroskopischen Amplituden von Tabelle 1.

Die Winkelverteilungen für den Cluster-Transfer sind in Figur 6 dargestellt (die Kurven wurden wieder an den experimentellen Wirkungsquerschnitt angepasst).



Figur IV.6 : $^{40}\text{Ca}(d, ^4\text{He})^{38}\text{K} \quad 3^+ \text{ Grundzustand}$
Cluster-Modell Rechnungen für verschiedene Wellenfunktionen :
— NW; - - - CW; WHMK und - · - · - GWB.

Die Cluster-Koeffizienten zeigen deutlich, daß hier der Bahndrehimpuls $L = 4$ dominiert; Wirkungsquerschnitt und Vektoranalysierstärke sind von einem reinen $L = 4 \ J = 3$ Transfer nicht zu unterscheiden.

Die Tensoranalysierstärken zeigen jedoch deutliche Unterschiede, obwohl die Amplitude der $L = 2$ Beimischung nur wenige Prozent beträgt. Allerdings werden mit keiner der hier betrachteten Wellenfunktionen die experimentellen Daten wiedergegeben.

Aus der Anpassung an den experimentellen Wirkungsquerschnitt ergibt sich der Wert D_O^C für den Cluster-Transfer:

	N W	C W	WHMK	GWB
D_O^C [MeV fm ^{3/2}]	730.1	730.4	732.9	773.2

in guter Übereinstimmung mit dem theoretisch erwarteten Verhältnis (siehe Gleichung III.31) (strenggenommen müßte die Cluster-Amplitude die Dimension 'MeV' haben; bei den DWBA-Programmen ist nur der Zahlenwert anzugeben, die Codes gehen von der Dimension MeV fm^{3/2} aus).

Mikroskopische Rechnung und Cluster-Transfer ergeben für den Grundzustand sehr ähnliche Winkelverteilungen, die den Wirkungsquerschnitt und die Vektoranalysierstärke für alle vier Wellenfunktionen gut reproduzieren.

Der 1_1^+ -Zustand bei $E_x = 459$ keV

Der erste angeregte Zustand in der $^{40}\text{Ca}(d,\alpha)^{38}\text{K}$ Reaktion ist der 1^+ Zustand bei der Anregungsenergie 459 keV. Dieser Zustand kann sowohl mit $J = 1$ $L = 2$ als auch $J = 1$ $L = 0$ bevölkert werden.

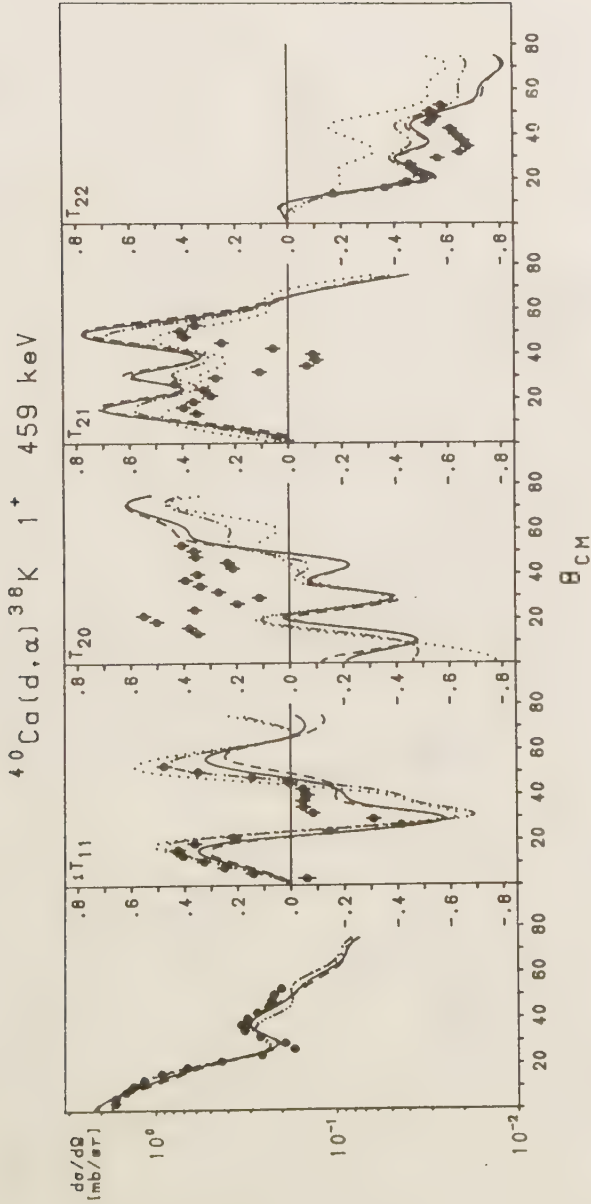
Die Schalenmodell-Rechnungen (Tabelle 3) ergeben hier eine starke Konfigurationsmischung.

Konfig.	$d_{5/2}d_{5/2}$	$d_{5/2}d_{3/2}$	$s_{1/2}s_{1/2}$	$s_{1/2}d_{3/2}$	$d_{3/2}d_{3/2}$
N W	-.0209	.7022	-.5076	1.2836	-.7754
C W	-.1137	.9324	-.4773	1.2344	-.6052
WHMK		-.7240	-.2598	-.9544	1.2246
GWB			-.0774	1.3889	1.0320

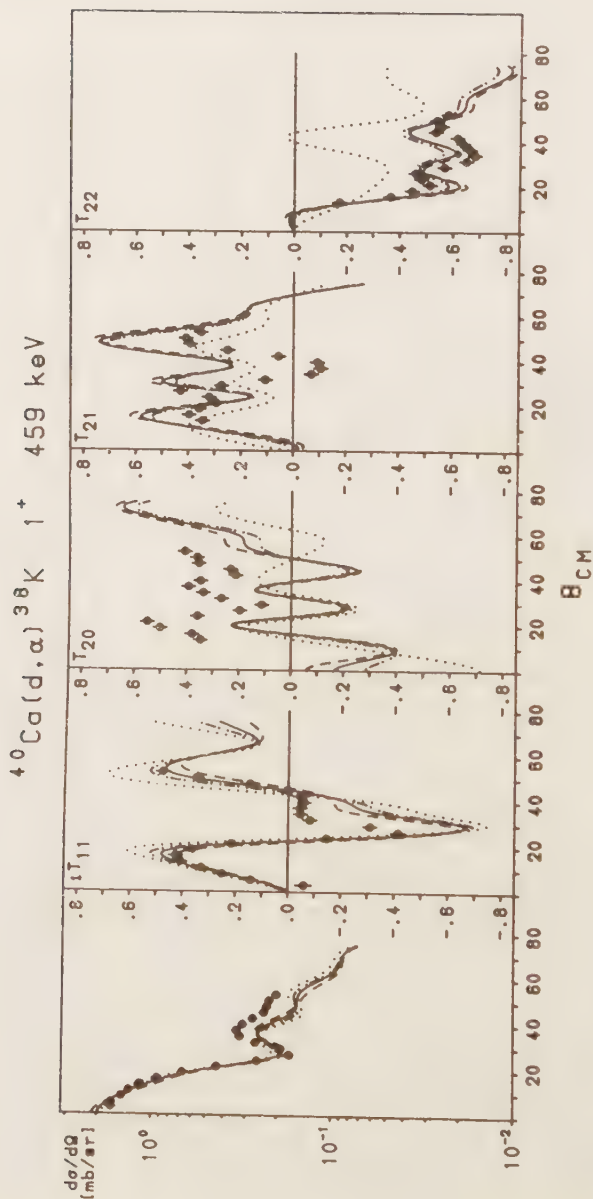
Tabelle IV.3 : Spektroskopische Amplituden $\beta(\eta_1\eta_2,J)$ für den 1_1^+ Zustand bei $E_x = 459$ keV aus verschiedenen Wellenfunktionen.

Die Ergebnisse der mikroskopischen Rechnung mit diesen spektroskopischen Amplituden sind in Figur 7 dargestellt.

Die unterschiedlichen spektroskopischen Amplituden spiegeln sich in den daraus berechneten Cluster Koeffizienten wieder (Tabelle 4). Figur 8 zeigt die Cluster-Rechnungen für diesen Zustand.



Figur IV.7 : $^{40}\text{Ca}(d, ^4\text{He})^{38}\text{K} \quad 1^+ \quad E_x = 459 \text{ keV}$.
 Mikroskopische Rechnungen (DESEM) für verschiedene Wellenfunktionen :
 — NW; - - - CW; WHMK und - · - · - GWB.



Figur IV.8 : $^{40}\text{Ca}(d,^4\text{He})^{38}\text{K} \quad 1^+ \quad E_x = 459 \text{ keV}$.
 Cluster-Modell Rechnungen für verschiedene Wellenfunktionen :
 — NW; - - - CW; WHMK und - · - · - GWB.

	$G(0,1)$	$G(2,1)$	$x=G(0,1)/G(2,1)$
N W	-.37600	-.96558	-.3894
C W	-.47706	-.92669	.5148
WHMK	-.02353	.89054	-.0264
GWB	-.15452	-.52715	.2931

Tabelle IV.4 : Cluster-Transfer Koeffizienten $G(0,1)$ und $G(2,1)$ für den 1_1^+ Zustand bei $E_x = 459$ keV berechnet aus den spektroskopischen Amplituden von Tabelle 3.

Im Gegensatz zum 3^+ Zustand ist hier keiner der beiden möglichen L-Transfers eindeutig dominierend. Wie man den Figuren 7 bzw. 8 entnimmt, sind hier jedoch alle Observablen weitgehend insensitive auf die unterschiedliche L-Mischung : Wirkungsquerschnitt und Vektoranalysierstärke werden für alle Wellenfunktionen gleich gut beschrieben nur die Tensoranalysierstärken werden für die - dem Betrage nach - größere $L = 2$ Beimischung besser wiedergegeben. Die Phase der $L = 2$ Beimischung spielt hier kaum eine Rolle, da die Tensoranalysierstärken hauptsächlich durch den $L = 2$ Transfer bestimmt sind - ein reiner $L = 0$ Transfer ergibt sehr kleine Tensoranalysierstärken.

Aus der Anpassung an den experimentellen Wirkungsquerschnitt ergeben sich für die vier Wellenfunktionen die folgenden Stärken (jeweils relativ zum 3^+ Grundzustand)

N W	C W	WHMK	GWB
1.93	1.78	2.89	6.40

Bei den hier angegebenen Stärken wurden die Spinfaktoren bereits berücksichtigt, so daß sich im Idealfall eine relative Stärke von 1.0 ergeben sollte. Der experimentelle Wirkungsquerschnitt ist stets größer als mit den Wellenfunktionen vorhergesagt; besonders groß ist die Diskrepanz für 'GWB', da hier (ohne $d_{5/2}$ -Schale) die Kernstruktur wohl nicht richtig wiedergegeben wird.

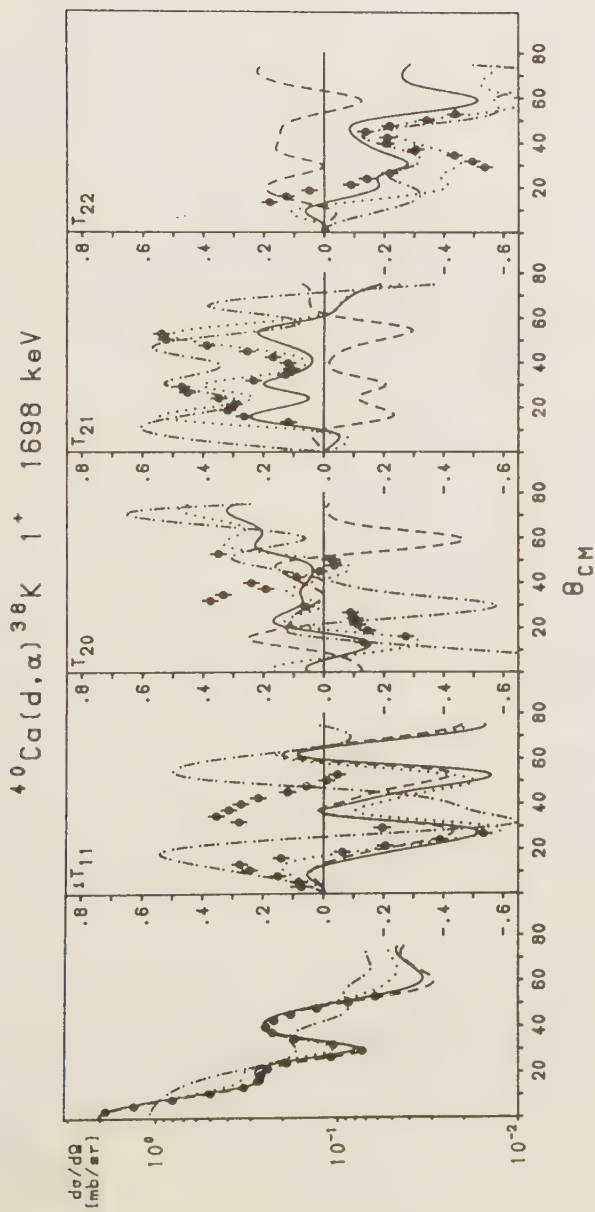
Die hier ermittelte relative Stärke unterscheidet sich von dem von Bhat (BHA-83) angegebenen Wert (1.17 für die CW-Wellenfunktion) da Bhat et al. die Beiträge der beiden Drehimpulse inkohärent addiert haben. Da beide L-Transfers etwa gleiche Amplitude haben ist hier der Interferenzterm nicht vernachlässigbar.

Der 1_2^+ -Zustand bei $E_x = 1698$ keV

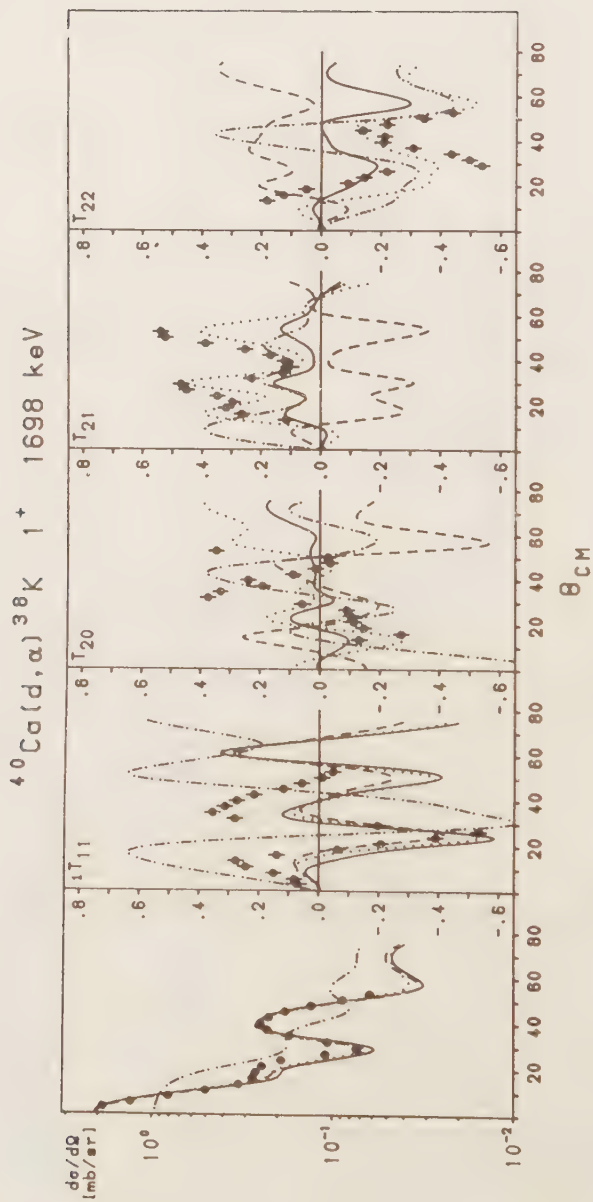
Ebenfalls starke Konfigurationsmischung ergibt sich für den zweiten 1^+ Zustand. Wie man aus Tabelle 5 entnimmt, dominiert wieder die $(d_{3/2})^{-2}$ -Konfiguration, jedoch mit deutlich größeren Beimischungen als beim 3^+ Grundzustand. Hier fällt vor allem auf, daß sich mit der NW- und der CW-Wechselwirkung sehr unterschiedliche spektroskopische Amplituden ergeben, obwohl beide Wechselwirkungen fast die gleiche Anregungsenergie ergeben.

Konfig.	$d_{5/2}d_{5/2}$	$d_{5/2}d_{3/2}$	$s_{1/2}s_{1/2}$	$s_{1/2}d_{3/2}$	$d_{3/2}d_{3/2}$
N W	-.0833	.2846	-.3279	.6465	1.5448
C W	-.3501	.7336	-.3344	.0160	1.4924
WHMK	.3568	-1.0929	-.3395	-.5265	-1.1328
GWB			-.1225	-1.0262	-1.3900

Tabelle IV.5 : Spektroskopische Amplituden $\beta(\eta_1\eta_2,J)$ für den 1_2^+ Zustand bei $E_x = 1698$ keV .



Figur IV.9 : $^{40}\text{Ca}(d, ^4\text{He})^{38}\text{K} \quad 1^+ \quad E_x = 1698 \text{ keV}$.
 Mikroskopische Rechnungen (DESEM) für verschiedene Wellenfunktionen :
 — NW; - - - CW; WHMK und - · - · - GWB.



Figur IV.10 : $^{40}\text{Ca}(d,^4\text{He})^{38}\text{K} \quad 1^+ \quad E_x = 1698 \text{ keV}$.
 Cluster-Modell Rechnungen für verschiedene Wellenfunktionen :
 — NW; - - - CW; WHMK und - · - · - GWB.

Da für diesen Zustand die Beiträge der $d_{5/2}$ -Konfiguration recht groß sind, ist die Wellenfunktion von Glaudemans et al. hier sicher unrealistisch. Dies wird durch die DWBA-Rechnungen (Fig. 9 zeigt die mikroskopischen Rechnungen) bestätigt : wie erwartet, ergibt sich mit den spektroskopischen Amplituden von Glaudemans et al. keine Reproduktion der Daten.

Die aus diesen spektroskopischen Amplituden berechneten Koeffizienten für den Cluster-Transfer ergeben (außer für GWB) hier einen dominierenden $L = 0 \quad J = 1$ Transfer, jedoch sind Betrag und Phase der $L = 2$ Beimischung sehr unterschiedlich.

	$G(0,1)$	$G(2,1)$	$x=G(0,1)/G(2,1)$
N W	-.43899	-.04929	8.9063
C W	-.64018	.24212	-2.6441
WHMK	.40987	.16541	2.4780
GWB	.10460	-.85446	-.1224

Tabelle IV.6 : Aus den spektroskopischen Amplituden von Tabelle 5 berechnete Cluster-Transfer Koeffizienten $G(0,1)$ und $G(2,1)$ für den 1_2^+ Zustand bei $E_x = 1698$ keV .

Die Winkelverteilungen für den Cluster-Transfer sind in Fig. 10 dargestellt. Der dominante $L = 0$ Transfer beschreibt den Wirkungsquerschnitt und iT_{11} gut.

Die relativen Stärken für diesen Zustand ergeben sich zu :

N W	C W	WHMK	GWB
3.07	1.39	3.33	1.67

Hier erhalten wir gute Übereinstimmung der relativen Stärke mit Bhat et al. (1.26 für CW).

Der 2^+ -Zustand bei $E_x = 3432$ keV

Der Übergang zum 2^+ Zustand kann nur mit $J = L = 2$ erfolgen. Für diesen Übergang mit natürlicher Parität ergeben die verschiedenen Wellenfunktionen also keine Mischung verschiedener L-Transfers, jedoch recht unterschiedliche Absolutnormierung. In Tabelle 7 sind die spektroskopischen Amplituden $\beta(\eta_1\eta_2, J)$ für diesen Übergang zusammengestellt.

Konfig.	$d_{5/2}s_{1/2}$	$d_{5/2}d_{3/2}$	$s_{1/2}d_{3/2}$
N W	.4457	.1329	-2.1872
C W	.6228	.9889	1.9064
WHMK	-.5568	-1.3439	-1.6994
GWB			2.2361

Tabelle IV.7 : Spektroskopische Amplituden $\beta(\eta_1\eta_2, J)$ für den 2^+ Zustand bei $E_x = 3432$ keV aus verschiedenen Wellenfunktionen.

Die entsprechenden Koeffizienten für den $L = J = 2$ Cluster-Transfer lauten :

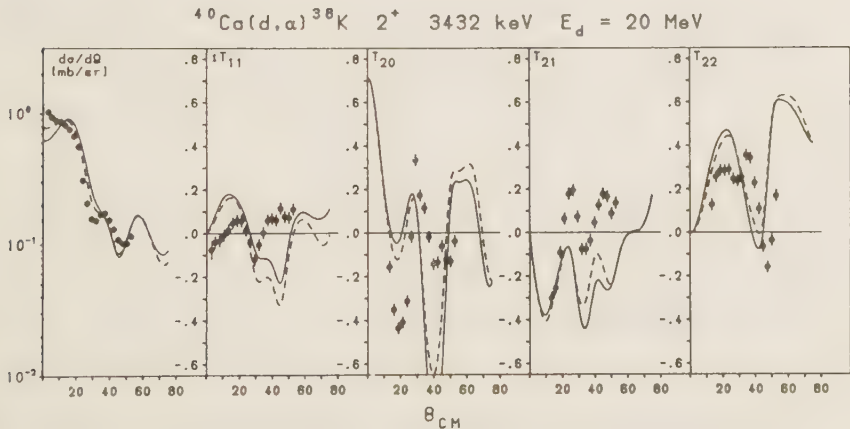
NW -0.72437

CW 1.29570

WHMK -1.28904

GLAU .93541

In Figur 11 sind die Ergebnisse von mikroskopischer und Cluster-Rechnung eingezeichnet; die Observablen werden relativ schlecht reproduziert, insbesondere zeigt der experimentelle Wirkungsquerschnitt kein Maximum bei Vorwärtswinkeln.



Figur IV.11 : $^{40}\text{Ca}(d,\alpha)^{38}\text{K} \ 2^+ \ E_X = 3432 \text{ keV}$. Eingezeichnet sind die Ergebnisse von mikroskopischer (gestrichelt) und Cluster-Rechnung (durchgezogen); die verschiedenen Wellenfunktionen ergeben hier nur eine unterschiedliche Absolutnormierung.

Die Normierung relativ zum Grundzustandsübergang lautet für die einzelnen Wellenfunktionen :

N W	C W	WHMK	GWB
1.71	.53	.61	.91

Für die relative Stärke mit der CW-Wellenfunktion ergibt sich hier exakt der Wert, den auch Bhat et al. angeben.

Zusammenfassend ergibt die konventionelle DWBA-Analyse für diese vier Zustände folgendes Bild :

Für alle vier Zustände ergeben die mikroskopische Rechnung und Cluster-Modell sehr ähnliche Winkelverteilungen; das Verhältnis der beiden Übergangsamplituden $D_O(d, \alpha)$:

$$D_O^M(d, \alpha) \approx 1940 \text{ MeV fm}^{3/2}$$

$$D_O^C(d, \alpha) \approx 742 \text{ MeV fm}^{3/2}$$

stimmt sehr gut mit dem theoretisch erwarteten Wert von 2.87 (siehe Kapitel III) überein.

Die ermittelten Werte für D_O hängen stark von den verwendeten OM-Parametern ab. Der Vergleich mit Bhat et al (BHA-83) und von eigenen Rechnungen mit verschiedenen OM-Parametersätzen zeigt, daß die relativen Stärken hier wenig sensitiv sind und mit der auch für Ein-Nukleon Transferreaktionen üblichen Genauigkeit von etwa 10 bis 15 % angegeben werden können.

Hier sei noch angemerkt, daß der von uns ermittelte Wert $D_O^C(d, \alpha)$ für den Cluster-Transfer etwa dem theoretisch erwarteten Wert (THO-86) entspricht.

Für den 3^+ -Grundzustand geben alle Kernstrukturuntersuchungen übereinstimmend eine fast reine $(d_{3/2})^2$ -Konfiguration an; keine Übereinstimmung erhält man dagegen für die Struktur der angeregten Zustände. Dies spiegelt sich in den recht verschiedenen relativen Stärken wieder.

Wirkungsquerschnitt und Vektoranalysierstärke der Übergänge mit unnatürlicher Parität 3^+ , 1_1^+ und 1_2^+ werden recht gut beschrieben; die Mischung des verschiedenen Bahndrehimpulse wird also in der richtigen Größenordnung vorhergesagt.

Die berechneten Tensoranalysierstärken sind recht groß und zum Teil sehr empfindlich auf die Mischung der beiden möglichen Bahndrehimpulse, jedoch werden die experimentellen Daten mit den von den Schalenmodell-Wellenfunktionen vorhergesagten Mischungskoeffizienten $G(L,J)$ nicht reproduziert.

Der Reaktionsmechanismus der $^{40}\text{Ca}(d,\alpha)$ Reaktion

Neben dem direkten Einstufen-Transfer besteht die Möglichkeit die beiden Nukleonen auch nacheinander über die $^{40}\text{Ca}(d,t)^{39}\text{Ca}(t,\alpha)^{38}\text{K}$ und die $^{40}\text{Ca}(d,^3\text{He})^{39}\text{K}(^3\text{He},\alpha)^{38}\text{K}$ Reaktionen zu transferieren. Solche Prozesse höherer Ordnung sollten vor allem bei schwachen oder im direkten Transfer verbotenen Übergängen eine Rolle spielen.

Die (d,α) Reaktion an ^{40}Ca hat einen sehr großen Wirkungsquerschnitt und ist kinematisch gut angepasst; daher erwartet man, daß der direkte Transfer dominiert. Dies schließt aber Beiträge von sequentiell Transfer nicht aus, wie die Analyse von anderen Zwei-Nukleon Transferreaktionen zeigte : so wurden etwa für die Reaktionen $^{208}\text{Pb}(\alpha,d)^{210}\text{Bi}$ bei 33 und 48 MeV (DAE-78; DAE-81) (dies entspricht einer Deuteronenenergie von $E_d = 16$ bzw. 31 MeV) und vor allem für $^{207}\text{Pb}(t,p)^{209}\text{Pb}$ bei $E_t = 17$ MeV (DAE-86, KUB-86), $^{17}\text{O}(p,t)^{15}\text{O}$ bei $E_p = 90$ MeV (RED-85) und $^{208}\text{Pb}(p,t)^{206}\text{Pb}$ ($E_p = 20$ und 55 MeV) (WIE-85) auch für erlaubte Übergänge mit großer Amplitude signifikante Beiträge von sequentiell Transfer gefunden.

Nach Wahl der OM-Parameter (die Parameter sind im Anhang zusammengestellt) enthalten die Rechnungen zum sequentiellen Transfer keinen 'freien' Parameter : mit den etablierten Werten für $D_0(d,t)$ und $D_0(d,^3\text{He})$ (BAS-66) (mit diesen Werten ergeben sich für die von uns ebenfalls gemessenen Reaktionen $^{40}\text{Ca}(d,t)$ und $^{40}\text{Ca}(d,^3\text{He})$ korrekte spektroskopische Faktoren) ist die Übergangsstärke für den ersten Schritt festgelegt. Für (t,α) und $(^3\text{He},\alpha)$ sind Werte für die Übergangsstärke D_0 unsicher; die Normierung des zweiten Schritts wurde von mir an veröffentlichten Daten der Reaktion $^{39}\text{K}(^3\text{He},\alpha)^{38}\text{K}$ (FEN-72) ermittelt, der so erhaltene Wert ist in Tabelle 8 angegeben.

Damit sind die Stärken der einzelnen Ein-Nukleon Transferreaktionen festgelegt, noch nicht deren Phase. $d \rightarrow t \rightarrow \alpha$ und $d \rightarrow ^3\text{He} \rightarrow \alpha$ sollten konstruktiv interferieren; dies führt zur Phase (-1) für $^{40}\text{Ca}(d,^3\text{He})^{39}\text{K}(^3\text{He},\alpha)^{38}\text{K}$.

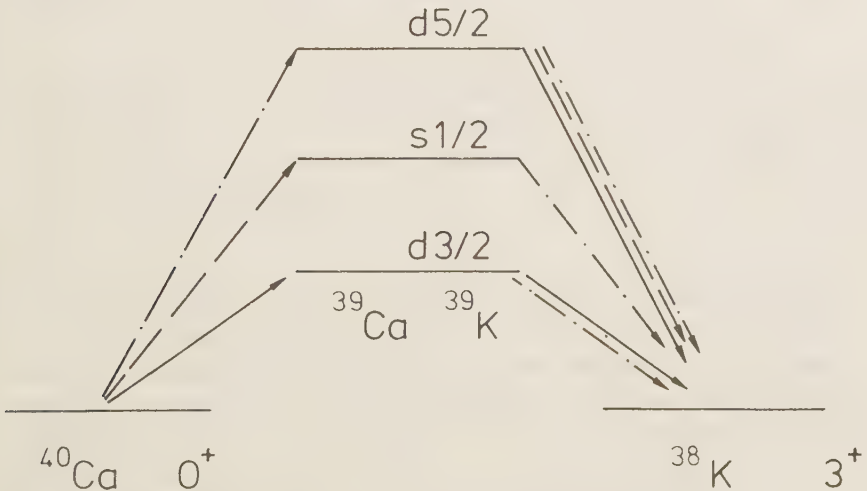
Für $d \rightarrow t \rightarrow \alpha$ geben Daehnick et al. (DAE-81) für das Programm CHUCK3 die in Tabelle 8 angegebene J-abhängige Phase an (aus der Analyse der Reaktion $^{208}\text{Pb}(\alpha,d)^{210}\text{Bi}$).

Kanal	Phase	(C D ₀) ₁	(C D ₀) ₂
(d,t;t,α)	(-1) ^{j₁+j₂-J}	(-182.5)	(-436.6)
(d, ³ He; ³ He,α)	(-1)	(-171.8)	(436.6)

Tabelle IV.8 : Übergangsamplituden und Phasen für den sequentiellen Transfer. C ist das Produkt des Isospin Clebsch-Gordon Koeffizienten und der spektroskopischen Amplitude für das leichte Teilchen; j_1 , j_2 sind die Gesamtdrehimpulse der beiden transferierten Nukleonen und J der Spin des Endzustandes.

Für $^{40}\text{Ca}(d,\alpha)$ ändert diese Phasenregel die Vorzeichen der folgenden Beiträge zum sequentiellen Transfer : beim 3^+ Grundzustand nur den kleinen Beitrag der $d_{5/2}d_{3/2}$ -Konfiguration, für die beiden 1^+ Zustände die $d_{5/2}d_{3/2}^-$ und $s_{1/2}d_{3/2}^-$ Amplituden und für den 2^+ den $d_{5/2}s_{1/2}$ -Beitrag.

Hier sei angemerkt, daß die J-abhängige Phase von einigen Autoren (PIN-82; SAT-83b; SAT-84) angezweifelt wird. Testrechnungen, bei denen die J-Abhängigkeit nicht berücksichtigt wurde, zeigen für die Reaktion $^{40}\text{Ca}(d,\alpha)$ nahezu identische Winkelverteilungen. Auch die Größe des Wirkungsquerschnitts ändert sich kaum (die berechneten Wirkungsquerschnitte des sequentiellen Transfers mit und ohne J-abhängige Phase unterscheiden sich nur um maximal $5 \mu\text{b}$), so daß für diese Reaktion aus dem Vergleich mit den experimentellen Daten das offene Phasen-Problem nicht geklärt werden kann.



Figur IV.12 : Die Zwischenzustände und die aus diesen Zuständen möglichen transferierten Drehimpulse (hier für den 3^+ -Grundzustand) beim sequentiellen Transfer.

Der sequentielle Transfer kann über die $3/2^+$ -, $1/2^+$ - und $5/2^+$ -Zustände in ^{39}Ca bzw. ^{39}K erfolgen (siehe Figur 12), so daß jeweils mehrere Beiträge kohärent addiert werden müssen.

Neben den Phasenkonventionen muß man bei der Rechnung beachten, daß für Pick-up Reaktionen in den gängigen DWBA-Programmen der Wirkungsquerschnitt nicht mit dem Spinfaktor $(2J_B+1)/(2J_A+1)$ skaliert wird; dieser Faktor muß bei der Angabe der Übergangsamplituden berücksichtigt werden. Die sich so - mit den spektroskopischen Amplituden der NW-Wellenfunktion - als CHUCK3-Input für die einzelnen Zwischenschritte ergebenden Amplituden sind in Tabelle 9 exemplarisch für den 3^+ Grundzustand zusammengestellt; mit diesen Amplituden müssen die in Tabelle 8 angegebenen D_0 's multipliziert werden.

Drehimpuls des transferierten Nukleons

	$d_{5/2}$	$s_{1/2}$	$d_{3/2}$
$^{40}\text{Ca} \rightarrow A=39$	2.4494	1.4142	2.0000
$A=39(d_{5/2}) \rightarrow ^{38}\text{K}$	-0.0815	0.0062	0.1153
$A=39(s_{1/2}) \rightarrow ^{38}\text{K}$	0.0107		
$A=39(d_{3/2}) \rightarrow ^{38}\text{K}$	0.1412		-1.3039

Tabelle IV.9 : Amplituden der möglichen 'two-step'-Beiträge für den Übergang zum 3^+ -Grundzustand.

Das Ergebnis der Rechnungen zum sequentiellen Transfer ist für alle vier Zustände in Figur 13a)-d) gezeigt, dazu die kohärente Summe von sequentiellem und direktem Transfer. Dabei wurde die Amplitude des direkten Transfers am Wirkungsquerschnitt des Grundzustandsüberganges angepasst; dies ergibt, im Vergleich zu der 'one-step' Rechnung, eine Amplitude von 0.82 des direkten Transfers. Mit dieser

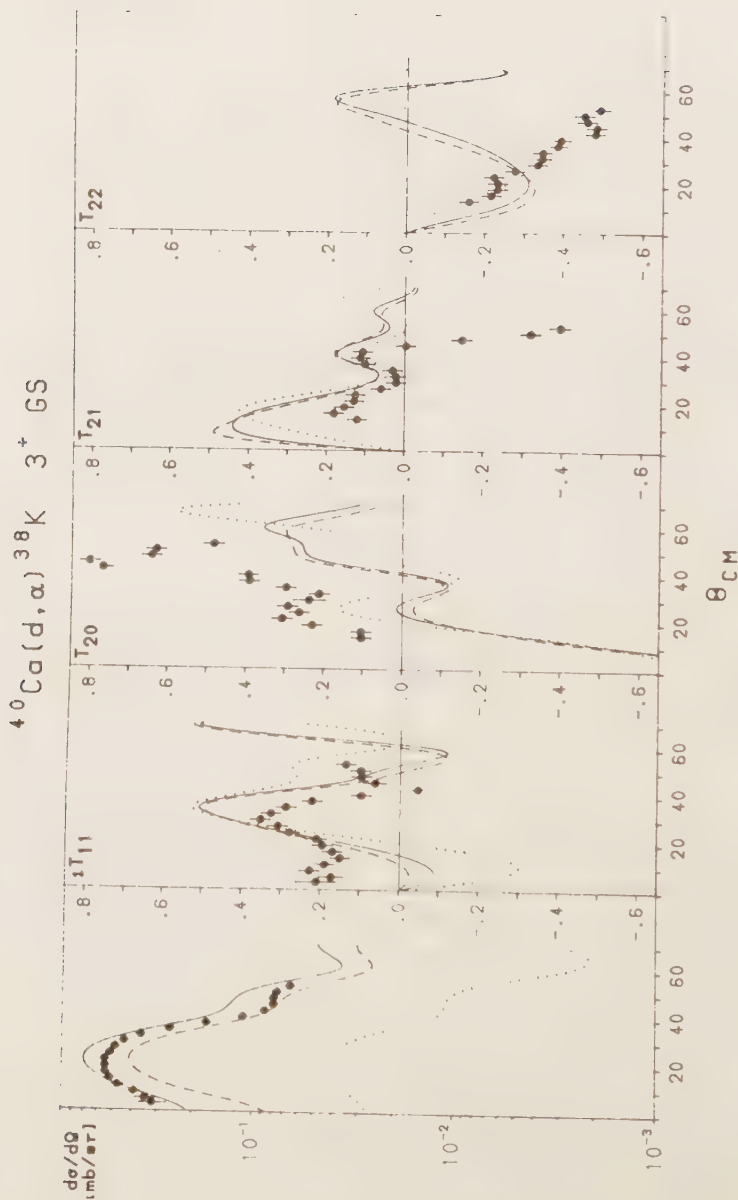
Amplitude werden auch die Wirkungsquerschnitte der anderen Übergänge durch die DWBA-Rechnungen recht gut wiedergegeben.

Die absolute Größe des berechneten Wirkungsquerschnitts für den sequentiellen Transfer hängt sehr stark von den verwendeten OM-Parametern und Details der Rechnung ab: mit verschiedenen Potentialsätzen für die Triton- bzw. ^3He -Streuung ergeben sich zwar die gleichen Wirkungsquerschnitte für die (d,t) bzw. (d, ^3He) Reaktion; aber sehr unterschiedliche Wirkungsquerschnitte für den Zweistufen-Transfer.

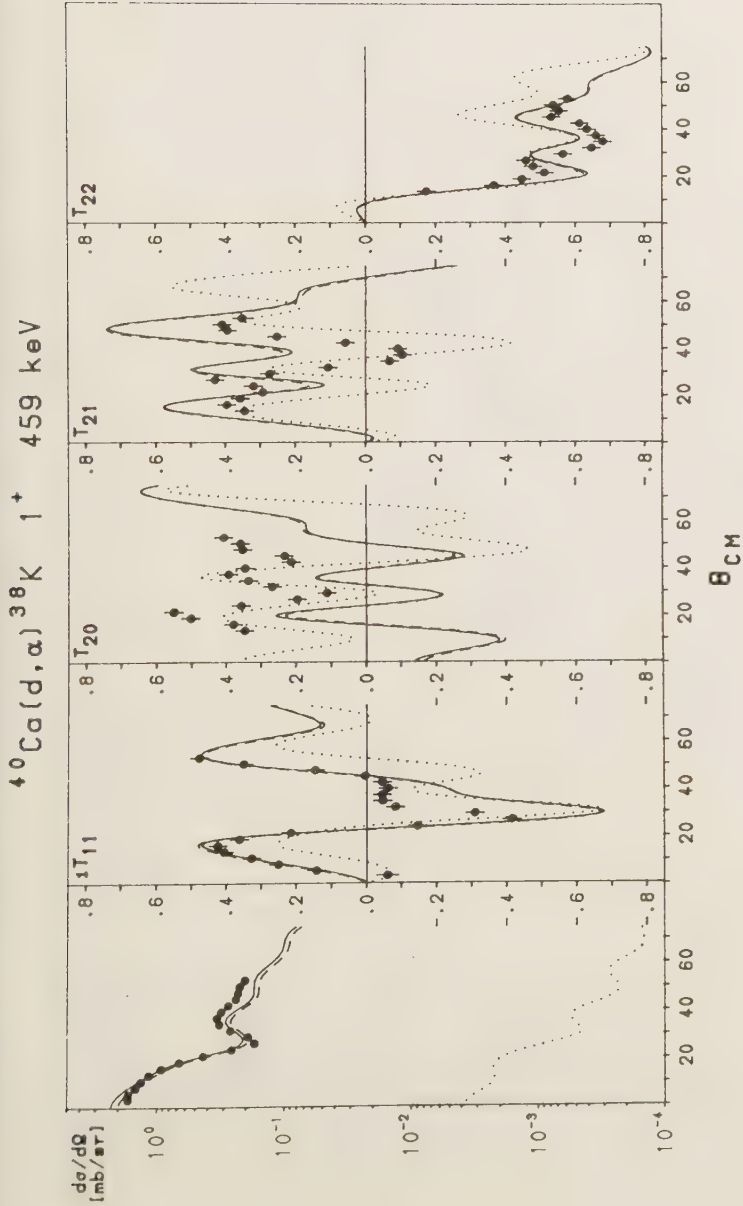
So wurden z.B. für den 3^+ -Grundzustand mit verschiedenen Kombinationen von OM-Parametersätzen 'two-step'-Wirkungsquerschnitte zwischen $20 \mu\text{b/sr}$ und $90 \mu\text{b/sr}$ errechnet; also auch für die größten Werte weniger als 20 % des experimentellen Wirkungsquerschnitts. Ganz ähnliche Ergebnisse findet man auch für die angeregten Zustände : in keinem Fall ist der Wirkungsquerschnitt des sequentiellen Transfers größer als $90 \mu\text{b/sr}$ (beim Übergang zum 2^+ - siehe Fig. 13).

Die $^{40}\text{Ca}(d,\alpha)^{38}\text{K}$ Reaktion erfolgt also hauptsächlich über den Einstufen-Transfer. Dieses Ergebnis wird durch Rechnungen von Y. Aoki (AOK-85) zur $^{40}\text{Ca}(d,\alpha)$ Reaktion bei $E_d = 22 \text{ MeV}$ bestätigt.

Bemerkenswert ist, daß für die (d, α) Reaktion direkter und sequentieller Transfer gleiche Analysierstärken ergeben. Dies ist mit dem Spintransfer $S = 1$ korreliert; die Analyse von (p,t) Reaktionen (KUB-86; RED-86) (Spintransfer $S = 0$) zeigt hier eine deutliche Sensitivität der Analysierstärken auf den Reaktionsmechanismus.



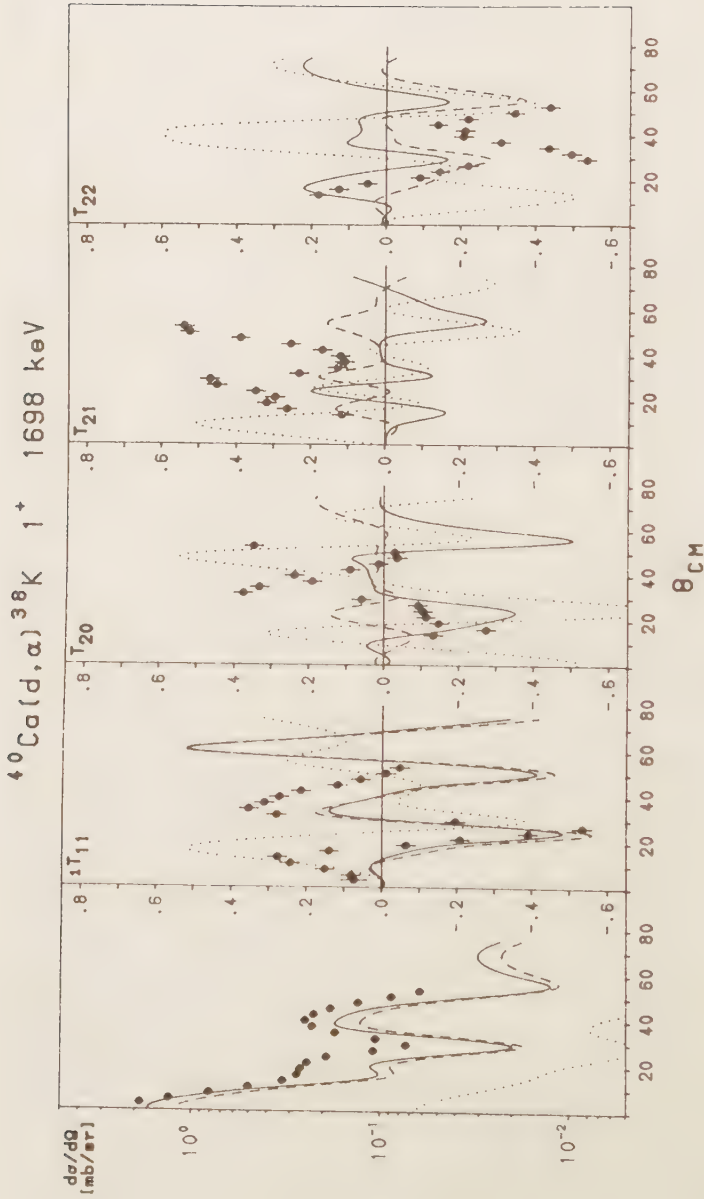
Figur IV.13a : $^{40}\text{Ca}(d, ^4\text{He})^{38}\text{K} \quad 3^+ \text{ Grundzustand}$
 Ergebnis der Rechnungen zum sequentiellen Transfer
 sequentieller Transfer; - - - direkter Transfer; ——— direkt + sequentiell



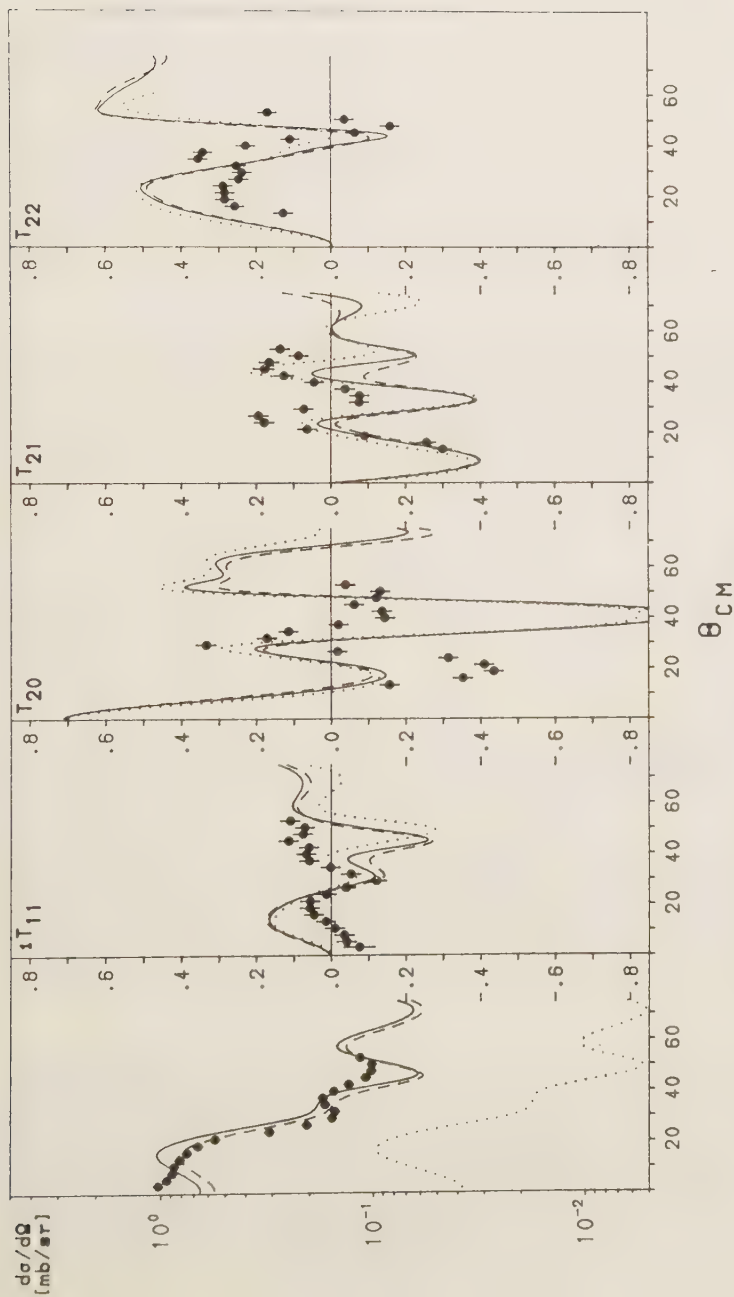
Figur IV.13b : $^{40}\text{Ca}(d, ^4\text{He})^{38}\text{K} \quad 1^+_1 \quad E_x = 459 \text{ keV}$.

Ergebnis der Rechnungen zum sequentiellen Transfer

..... sequentieller Transfer; - - - direkter Transfer; ——— direkt + sequentiell



Figur IV.13c : $^{40}\text{Ca}(d, ^4\text{He})^{38}\text{K} \quad 1^+ \quad E_x = 1698 \text{ keV}$.
 Ergebnis der Rechnungen zum sequentiellen Transfer
 sequentieller Transfer; - - - direkter Transfer; — direkt + sequentiell

$^{40}\text{Ca}(d, \alpha) ^2\text{K} \quad 2^+ \quad 3432 \text{ keV}$


Figur IV.13d : $^{40}\text{Ca}(d, ^4\text{He}) ^2\text{K} \quad 2^+ \quad E_x = 3432 \text{ keV}$.

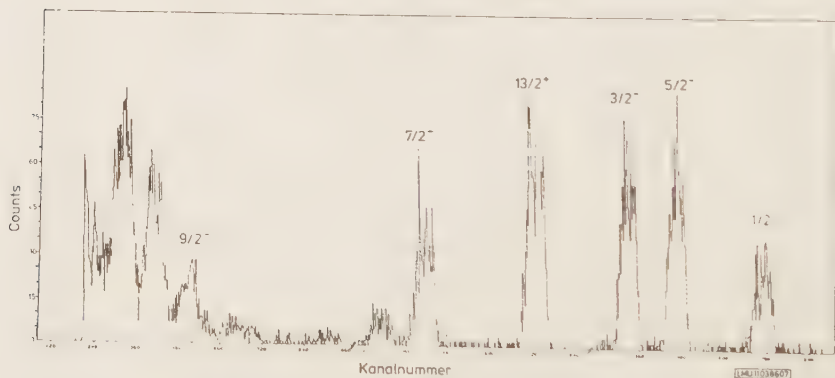
Ergebnis der Rechnungen zum sequentiellen Transfer

..... sequentieller Transfer; - - - direkter Transfer; ——— direkt + sequentiell

IV.2 Die Reaktion $^{209}\text{Bi}(d,\alpha)^{207}\text{Pb}$

Das Target ^{209}Bi wurde wegen der besonders einfachen Kernstruktur ausgewählt: ein $h_{9/2}$ Proton am doppelt magischen ^{208}Pb -Core. Bei unserer Untersuchung der (d,α) Reaktion haben wir die Übergänge zu den Ein-Neutron Lochzuständen der $82 \leq N \leq 126$ - Schale studiert: $1/2^-$ Grundzustand, $5/2^-$ $E_x = 570$ keV, $3/2^-$ $E_x = 898$ keV, $13/2^+$ $E_x = 1633$ keV, $7/2^-$ $E_x = 2340$ keV und $9/2^-$ $E_x = 3413$ keV. Diese Niveaus sind in Figur 14 markiert.

Trotz der hier verwendeten sehr dicken Targets sind alle Niveaus aufgelöst; allenfalls der $9/2^-$ -Zustand ist eventuell nicht ganz von Nachbarlinien getrennt.



Figur IV.14 : Spektrum der Reaktion $^{209}\text{Bi}(d,\alpha)^{207}\text{Pb}$. Dieses Spektrum zeigt die Zustände bis zur Anregungsenergie von etwa 3600 keV, es wurde aus drei Einzelspektren zusammengesetzt. Die markierten Niveaus sind die Neutron-Loch Zustände in ^{207}Pb .

Target und Restkern haben eine nahezu reine Einteilchen- bzw. Ein-Loch-Struktur; somit entfallen hier jegliche Modellannahmen hinsichtlich der Mischungsamplituden der beteiligten Konfigurationen : bei der Reaktion wird das $h_{9/2}$ -Proton und, je nach Endzustand, ein $3p_{1/2^-}$, $2f_{5/2^-}$, $3p_{3/2^-}$, $1i_{13/2^-}$, $2f_{7/2^-}$ oder $1h_{9/2^-}$ -Neutron aufgepickt.

Der 'Preis' für die hier besonders einfache Struktur von Target und Restkern ist der hohe Kernspin von ^{209}Bi , so daß viele transferierte Drehimpulse L , J zur Reaktion beitragen (die möglichen Werte sind in Tabelle 10 zusammengestellt).

Auf Grund der einfachen Kernstruktur lassen sich die spektroskopischen Amplituden für die einzelnen L, J -Transfers leicht berechnen: sie ergeben sich als Produkt von $9-J$ -Symbolen.

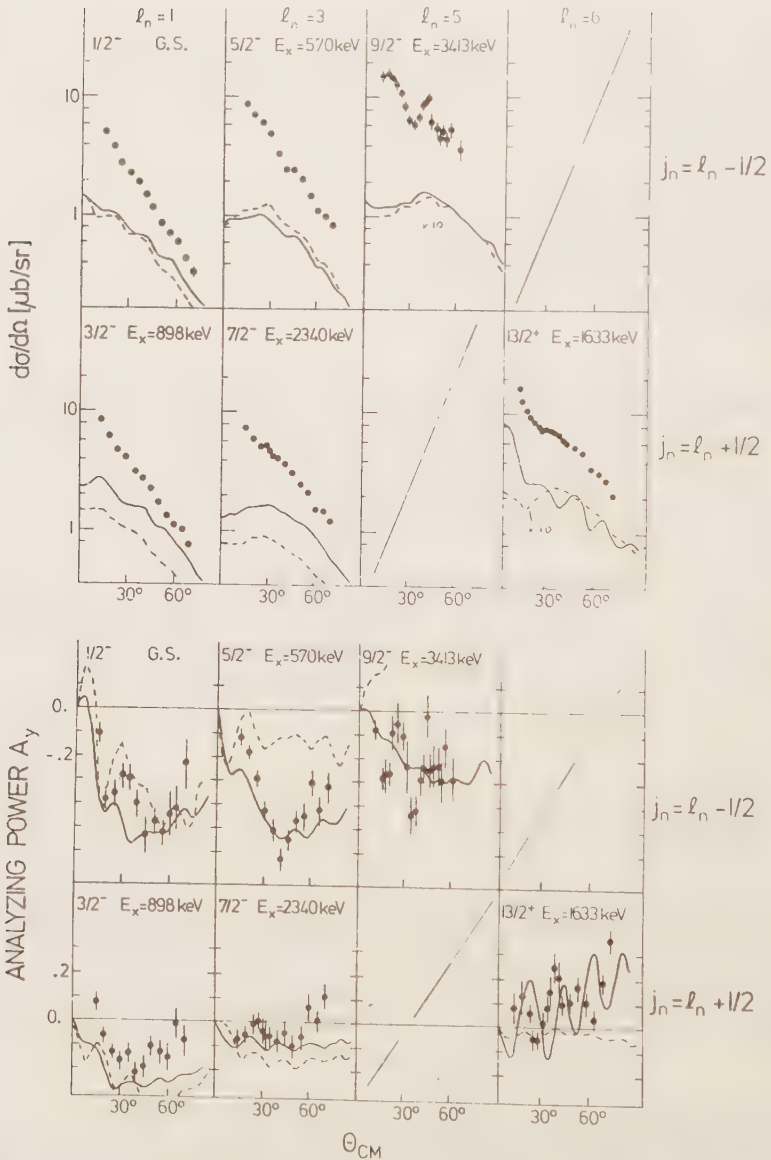
Die Winkelverteilungen des differentiellen Wirkungsquerschnitts und der Vektoranalysierstärke A_y dieser sechs Übergänge sind in Fig. 15 gezeigt. Im Vergleich zur Messung an ^{40}Ca fällt hier der sehr kleine, für die meisten Zustände strukturlos abfallende, Wirkungsquerschnitt auf.

Die in Figur 15 eingezeichneten Kurven sind DWBA-Rechnungen zum direkten Transfer und vergleichen das Ergebnis von mikroskopischer Rechnung und Cluster-Transfer.

Die Potentialparameter und die Normierungskonstante $D_O^M = 4800 \text{ MeV fm}^{3/2}$ für die mikroskopische Rechnung wurden von der sehr detaillierten Analyse der Reaktion $^{208}\text{Pb}(\alpha, d)^{210}\text{Bi}$ (DAE-81) übernommen. Die Konstante D_O^C für den Cluster-Transfer wurde durch Anpassen des Wirkungsquerschnitts an das Ergebnis der mikroskopischen Rechnung für den Übergang zum $1/2^-$ Grundzustand ermittelt :

$$D_O^C = 1550 \text{ MeV fm}^{3/2}$$

Zu den DWBA-Rechnungen will ich noch bemerken, daß, wegen des hohen Kernspins von ^{209}Bi und der Struktur des Programms CHUCK3, hier die Umkehrreaktion (α, d) gerechnet werden mußte. Der so berechnete Wirkungsquerschnitt wurde anschließend mit den entsprechenden Kinematik- und Spinfaktoren skaliert (siehe Anhang).

$^{209}\text{Bi}(d,\alpha)^{207}\text{Pb}$ $E_d = 23.17 \text{ MeV}$ 

Figur IV.15 : $^{209}\text{Bi}(d,\alpha)^{207}\text{Pb}$. Winkelverteilungen des Wirkungsquerschnitts und der Vektoranalysierstärke A_y für die Neutron-Loch Zustände in ^{207}Pb . Die eingezeichneten Kurven sind DWBA-Rechnungen mit mikroskopischem (---) bzw. Cluster (—) Formfaktor.

Drehimpuls des transferierten Neutrons = Spin des Endzustandes

p1/2	p3/2	f5/2	f7/2	h9/2	i13/2
			1 2	1 0,2	
		2 2	2 2		2 1,3
	3 4	3 2,4	3 2,4	3 2,4	3 3
4 4	4 4	4 4	4 4		4 3,5
5 4,6	5 4,6	5 4,6	5 4,6	5 4,6	5 5
	6 6	6 6	6 6		6 5,7
		7 6,8	7 6,8	7 6,8	7 7
			8 8		8 7,9
				9 8,10	9 9
					10 9,11
					11 11
J L	J L	J L	J L	J L	J L

Tabelle IV.10 : Die möglichen transferierten Drehimpulse J und L für die Übergänge zu den Neutron-Loch Zuständen der Reaktion $^{209}\text{Bi}(d,\alpha)^{207}\text{Pb}$.

Die Paritätsauswahlregel $\Delta\pi = (-1)^L$ (siehe III.20) erlaubt für die Übergänge zum $i13/2$ -Zustand nur ungerade Bahndrehimpulse, für alle andere Übergänge nur gerade L -Werte.

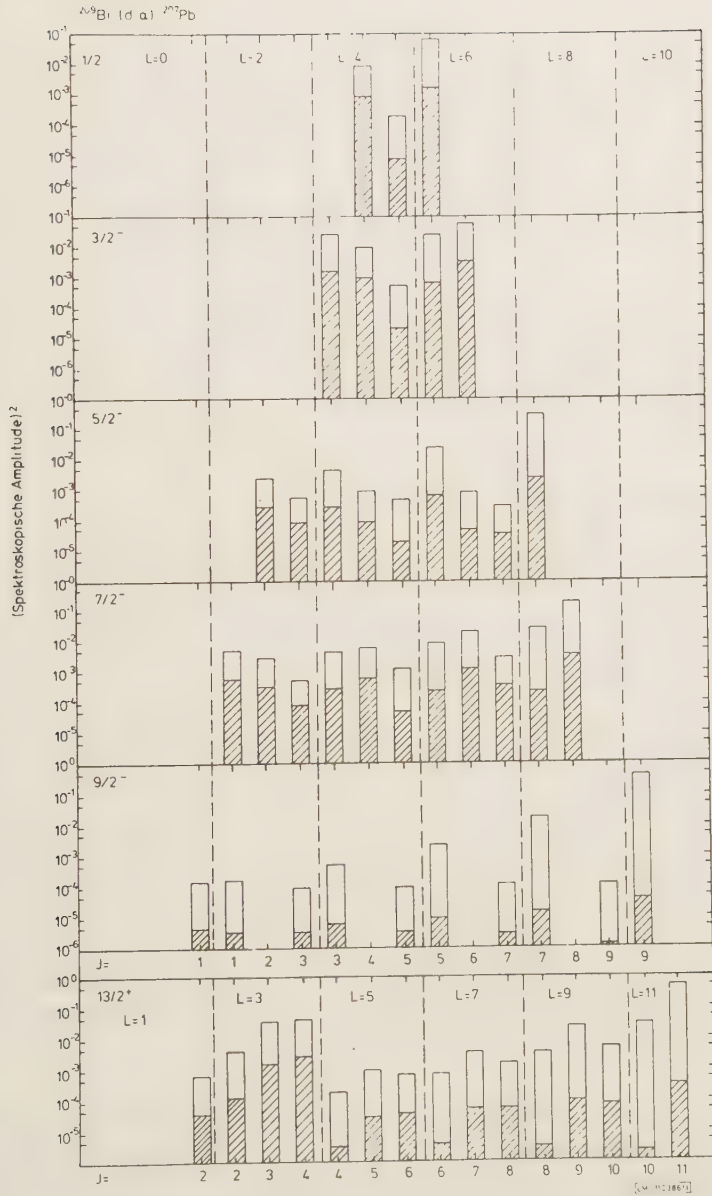
Für die $(h_{9/2})^{-2}$ -Konfiguration ist, wegen des Spintransfers $S = 1$, $J = L$ nicht möglich.

Im Gegensatz zur (d,α) Reaktion an ^{40}Ca zeigen sich hier zum Teil deutliche Unterschiede zwischen mikroskopischer Rechnung und Cluster-Transfer, vor allem für die Analysierstärke. Die Cluster-Rechnungen ergeben stets eine bessere Reproduktion der Daten; offenbar werden die Details der Formfaktoren für die vielen L,J-Transfers hier besser wiedergegeben.

Die Amplituden für den Cluster-Transfer geben an, welche transferierten Drehimpulse auf Grund der Vektorkopplung bevorzugt werden. In Figur 16 sind die Quadrate dieser Cluster-Amplituden für alle Übergänge dargestellt - die Kernstruktur favorisiert den Transfer großer Drehimpulse. Dagegen ist die Reaktion, trotz des Q-Wertes von 14.906 MeV, wegen der hohen Coulomb-Barriere für die α -Teilchen für einen Drehimpulsübertrag $L = 1$ kinematisch gut angepasst. Dieser kleine transferierte Bahndrehimpuls ist jedoch nur für die $i_{13/2}^-$ und $h_{9/2}^-$ -Zustände möglich - hier hat man es also mit einer kinematisch schlecht angepassten Reaktion zu tun.

Mit den hier verwendeten Normierungskonstanten D_0 für mikroskopische und Cluster-Rechnung wird in keinem Fall die Größe des experimentellen Wirkungsquerschnitts reproduziert. Besonders krass ist die Situation für den $9/2^-$ -Zustand. Die schlechte Reproduktion des $9/2^-$ Zustandes (Fig. 15) ist eine Folge der schlechten kinematischen Anpassung, die sich für diesen Zustand besonders stark auswirkt.

Um dies zu verdeutlichen, wurde für jeden einzelnen Drehimpuls der DWBA-Wirkungsquerschnitt mit einer festen, drehimpulsunabhängigen Normierungskonstanten berechnet. Die Größe dieses Wirkungsquerschnitts spiegelt die kinematische Anpassung wieder. Multipliziert man das Quadrat der Clusteramplitude mit diesem Wirkungsquerschnitt, ersieht man, wie stark jeder Drehimpuls tatsächlich zur Reaktion beiträgt. Dieses Produkt ist in Fig. 16 als schraffierte Fläche mit eingezeichnet.



Figur IV.16 : Quadrate der Cluster-Amplituden für die möglichen transferierten Drehimpulse in der Reaktion $^{209}\text{Bi}(d, \alpha)$. Die schraffiert gezeichneten Stärken ergeben sich aus den Clustergewichten und der kinematischen Anpassung. Man beachte den extrem logarithmischen Maßstab.

Man sieht deutlich, daß, vor allem beim $9/2^-$, die großen, von der Kernstruktur bevorzugten, Drehimpulse durch die Kinematik stark unterdrückt werden. Dadurch werden für die meisten Zustände, insbesondere für den $9/2^-$ Zustand, in der DWBA-Rechnung viele kleine Beiträge aufsummiert und das Ergebnis der Rechnung hängt dann sehr stark von Details ab.

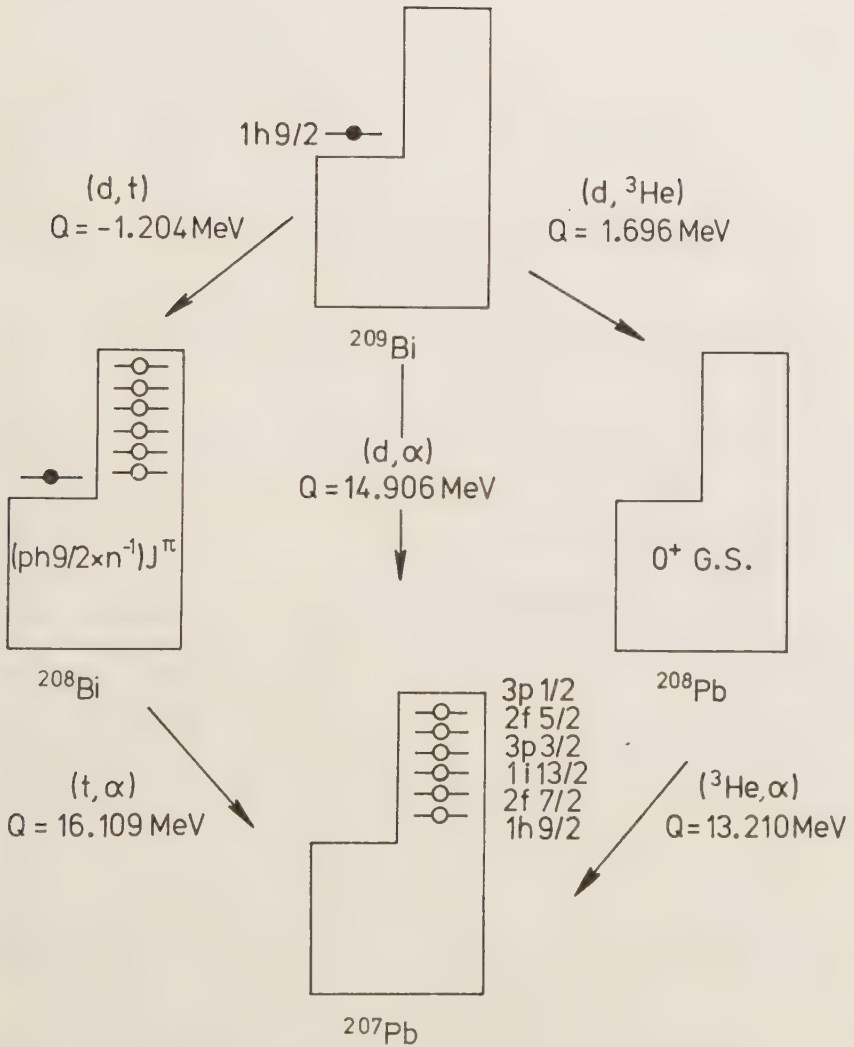
Da die experimentellen Daten für diesen Zustand eventuell nicht ganz sicher sind, werde ich den $9/2^-$ -Zustand im folgenden nicht weiter betrachten.

Beiträge von sequentiellm Tranfer

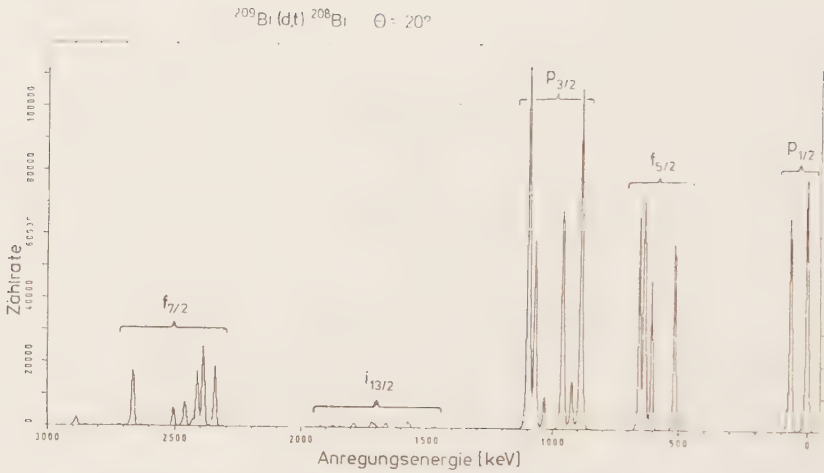
Wegen der schlechten kinematischen Anpassung ist der direkte Transfer bei der $^{209}\text{Bi}(d,\alpha)^{207}\text{Pb}$ Reaktion stark behindert. Die Untersuchung des sequentiellen Transfers wird daher hier besonders interessant.

Der 'two-step' erfolgt über die Kerne ^{208}Pb und ^{208}Bi . Der einzige für $d + {}^3\text{He} \rightarrow \alpha$ in Frage kommende Zwischenzustand ist der 0^+ Grundzustand in ^{208}Pb ; wegen des kleinen Q-Wertes der $(d, {}^3\text{He})$ Reaktion und der Coulomb-Barriere für ${}^3\text{He}$ ist dieser Kanal stark unterdrückt. Der Weg $d \rightarrow t \rightarrow \alpha$ erfolgt über die $(h_{9/2} p \otimes j_n n^{-1})$ Teilchen-Loch Zustände in ^{208}Bi ; die in Frage kommenden Zwischenzustände sind in Figur 17 skizziert. Der Beitrag des sequentiellen Transfers ergibt sich aus der kohärenten Summe der einzelnen Beiträge über diese Zwischenzustände.

Unsere Messung der Reaktion $^{209}\text{Bi}(d,t)^{208}\text{Bi}$ mit polarisierten Deuteronen bei $E_d = 20$ und 22 MeV (Figur 18) bestätigt, daß die Konfigurationsmischung in ^{208}Bi klein ist (KUO-68; ALF-71; CRA-73); die j_n -Stärke ist im wesentlichen jeweils innerhalb eines Multipletts konzentriert. Für die Rechnungen zum sequentiellen Transfer wurde jeder Zustand des entsprechenden Multipletts mit der experimentellen Anregungsenergie und der sich aus den Spingewichten ergebenden Stärke mitgenommen.



Figur IV.17 : Schematische Darstellung der möglichen Zwischenzustände für den sequentiellen Transfer zur Reaktion $^{209}\text{Bi}(d, \alpha)^{207}\text{Pb}$.

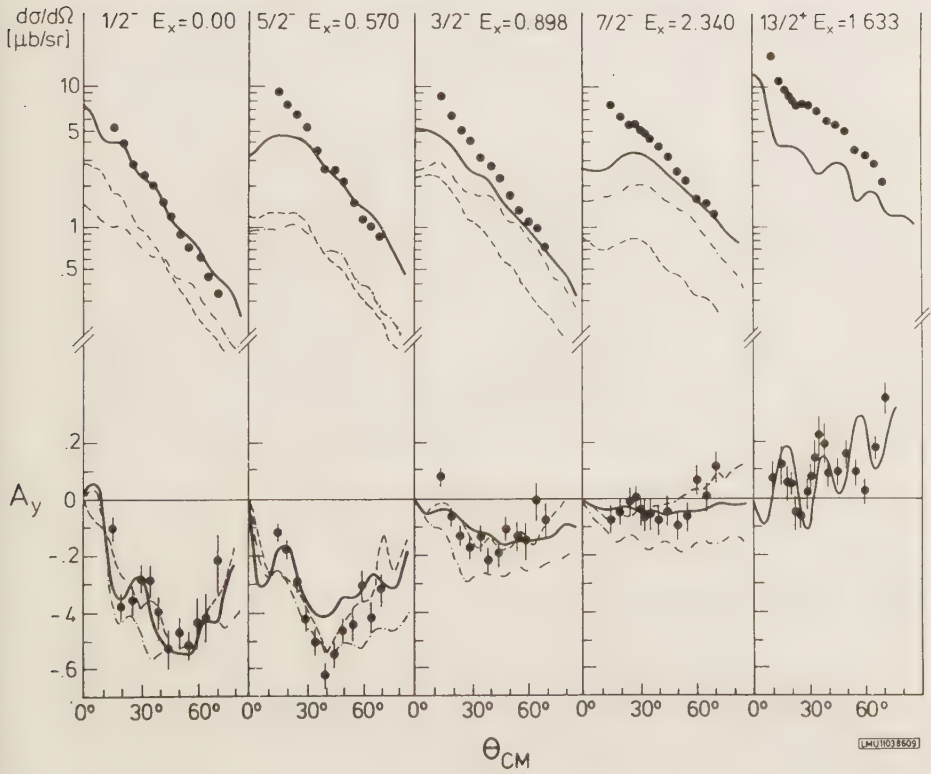


Figur IV.19 : Spektrum der Reaktion $^{209}\text{Bi}(d,t)^{208}\text{Bi}$ bei $\Theta=20^\circ$. Die Multipllettstruktur ist deutlich zu erkennen.

Das Ergebnis dieser Rechnungen ist in Figur 19 dargestellt. Auch hier wurden Rechnungen mit und ohne J-abhängige Phase (siehe ^{40}Ca) durchgeführt, die Ergebnisse sind auch hier nicht auf die Phase sensitiv.

Man sieht deutlich, daß der sequentielle Transfer umso mehr beiträgt, je kleiner der Drehimpuls des transferierten Neutrons ist (desto schlechter ist der direkte Transfer kinematisch angepasst). So überwiegt der Beitrag des Zweistufen-Transfers für den $1/2^-$; für $5/2^-$ und $3/2^-$ ist er etwa gleich dem direkten Transfer und wird für den $7/2^-$ bereits deutlich kleiner. Beim $13/2^+$ schließlich ist der 'two-step'-Beitrag um mehr als eine Größenordnung kleiner als der direkte Transfer und ist in Figur 19 nicht mehr eingezeichnet. Auch für den, hier nicht mehr eingezeichneten $9/2^-$ wurde für den sequentiellen Transfer ein sehr kleiner Wirkungsquerschnitt errechnet.

Die kohärente Summe von direktem und sequentiellem Transfer ergibt eine relativ gute Beschreibung der experimentellen Daten.

$^{209}\text{Bi}(\vec{d}, \alpha)^{207}\text{Pb} \quad E_d = 23.17 \text{ MeV}$


Figur IV.19 : $^{209}\text{Bi}(\vec{d}, \alpha)^{207}\text{Pb}$. Rechnungen zum direkten- und sequentiellen Transfer.

IV.3. D-Zustand von ^3H , ^3He und ^4He aus einer 'finite-range' Analyse der Reaktionen $^{40}\text{Ca}(d,t)$, $^{40}\text{Ca}(d,^3\text{He})$ und $^{40}\text{Ca}(d,\alpha)$

a) Einleitung

Die 'finite-range' DWBA-Analyse von Ein-Nukleon Transferreaktionen mit tensorpolarisierten Deuteronen (SEI-82) hatte gezeigt, daß die Tensoranalysierstärken - insbesondere T_{21} - sehr sensitiv auf die $\ell=2$ -Beimischung $U_2(r)$ (D-Zustand) in der Wellenfunktion des transferierten Nukleons sind. Die Tensoranalysierstärken T_{20} und T_{21} von (d,p) , (d,t) und $(d,^3\text{He})$ Reaktionen sind, im Rahmen der 'local energy approximation', direkt proportional zu :

$$D_2 \sim \frac{1}{15} \frac{\int U_2(r) r^4 dr}{\int U_0(r) r^2 dr} \quad (\text{IV.1})$$

Wegen der Wichtung mit r^4 bzw. r^2 ist D_2 im wesentlichen durch das asymptotische D- zu S-Verhältnis bestimmt (siehe Kapitel III).

Besonders interessiert jetzt die Untersuchung von D-Zustandseffekten, vor allem in den Reaktionen $(d,^3\text{He})$ und (d,α) . Für ^4He wird dabei in einer d+d-Clusterentwicklung die $\ell=2$ Amplitude in der Relativbewegung von transferierten 'Deuteron' und Projektil-Deuteron untersucht (siehe Kapitel III.3)

Für ${}^2\text{H}$ und ${}^3\text{H}$ haben Sub-Coulomb Reaktionen (GOD-82; ROD-85) exakte und weitgehend modellunabhängige D-Zustandsbestimmungen ermöglicht. Für das Triton ist der Wert :

$$D_2({}^3\text{H}) = -0.22 \text{ fm}^2$$

sowohl experimentell (ENT-83) als auch theoretisch (KIM-79; SAS-79) als gut gesichert zu betrachten.

Aus Faddeev-Rechnungen erwartet man, daß $D_2({}^3\text{H})$ und $D_2({}^3\text{He})$ innerhalb von 1 % übereinstimmen (KIM-79; SAN-79; FRI-82). Da bei $(d, {}^3\text{He})$ und (d, α) Reaktionen geladene Teilchen transferiert werden, sind hier Sub-Coulomb Reaktionen wegen des sehr sehr kleinen Wirkungsquerschnitts sehr schwierig durchführbar. Geht man zu höheren Energien, sind die Ergebnisse abhängig von der DWBA-Beschreibung des Reaktionsmechanismus. Die experimentell gefundenen Werte für $D_2({}^3\text{He})$ (ENZ-83; IOA-81b; KAR-81) variieren daher zwischen

$$-.37 \text{ fm}^2 \leq D_2({}^3\text{He}) \leq -.22 \text{ fm}^2$$

Noch stärker weichen die veröffentlichten Werte für $D_2({}^4\text{He})$ voneinander ab : die sowohl experimentell (TOS-83; TOS-84; KAR-84; SAN-85b) als auch theoretisch (SAN-84; TOS-85; SCH-86) ermittelten Werte für D_2 liegen zwischen :

$$-.35 \text{ fm}^2 \leq D_2({}^4\text{He}) \leq -.08 \text{ fm}^2$$

Als Alternative zu Transferreaktionen wird der D-Zustand von ${}^3\text{He}$ bzw. ${}^4\text{He}$ auch über die Fusionsreaktionen $p(\bar{d}, \gamma){}^3\text{He}$ bzw. $d(\bar{d}, \gamma)\alpha$ studiert (WEL-84; SAN-85a; VET-85; MEL-86). Diese Reaktionen sind aber auf andere Komponenten der D-Zustandswellenfunktion sensitiv (JOU-86) und die Interpretation der Daten hängt stark vom angenommenen Reaktionsmechanismus ab; die bisher erhaltenen Ergebnisse streuen sehr stark.

b) Cluster-Entwicklung von ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$ und ${}^4\text{He}$

In München steht das 'full finite-range' DWBA-Programm PTOLEMY (MAC-78) zur Verfügung. Mit diesem Programm werden die 'bound-state'-Wellenfunktionen der transferierten Teilchen relativ zu Projektil und schwerem Kern jeweils in Woods-Saxon Potentials generiert, deren Tiefe durch die experimentelle Bindungsenergie bestimmt ist. Neben dem S-Zustand ($U_0(r)$) kann auch die $\ell=2$ -Komponente $U_2(r)$ in der Relativbewegung von transferiertem Teilchen und Projektil berücksichtigt werden.

Bei der Analyse von (d,t) und $(d,{}^3\text{He})$ Reaktionen wird also das Masse-3-Teilchen als Deuteron + Nukleon beschrieben. Diese Konfiguration ist die Hauptkomponente der D-Zustands-Wellenfunktion des $A=3$ -Systems (KNU-75; ROM-77); der D-Zustand des Deuterons trägt zu circa 5 bis 10 % zum D-Zustand von ${}^3\text{H}$ bzw. ${}^3\text{He}$ bei (IOA-81a).

Verglichen mit realistischen Wellenfunktionen der $A=3$ -Teilchen ist die Verwendung eines Woods-Saxon Potentials eine Näherung. Da aber D_2 hauptsächlich durch das asymptotische Verhalten der Wellenfunktionen (dieses ist durch die - korrekt wiedergegebene - Bindungsenergie festgelegt) bestimmt ist, sollte das Cluster-Modell für das $A=3$ -System korrekte Werte für D_2 liefern.

Mit PTOLEMY kann nur Cluster-Transfer gerechnet werden; das α -Teilchen wird hier als $d+d$ -Cluster entwickelt. In der beschriebenen Cluster-Entwicklung haben (Kapitel III.3) Projektil und transferierter Cluster keine innere Struktur - der D-Zustand des Deuterons kann also nicht explizit mitgenommen werden.

Hinsichtlich des D-Zustandes in der (d,α) Reaktion stellt das Clustermodell eine stärkere Vereinfachung dar: die einzige D-Zustandskonfiguration ist in dieser Näherung eine $\ell=2$ Relativbewegung zweier strukturloser 'Deuteron'-Cluster. Verglichen mit einer mikroskopischen Wellenfunktion

von ${}^4\text{He}$ ist dies aber nur eine von mehreren Konfigurationen, die zum D-Zustand des α -Teilchens beitragen (TOS-85), insbesondere haben der D-Zustand des Deuterons und der des α -Teilchens einen von Null verschiedenen Überlapp. Da jedoch bislang in keinem der 'finite-range' Programme eine mikroskopische Wellenfunktion des α -Teilchens enthalten ist, ist diese Cluster-Entwicklung derzeit die einzige Möglichkeit, eine D-Zustandskonfiguration von ${}^4\text{He}$ zu berücksichtigen.

Die Geometrie des Potentialtopfes für das leichte Teilchen wurde zu $r_0 = 1.50$ fm und $a = 0.5$ fm gewählt, um den etablierten 'finite-range' Parameter (EIR-74) $\beta = 1.36$ fm $^{-1}$ der (d,t) Reaktion zu reproduzieren.

Die Amplituden A_0 für $U_0(r)$ bzw. A_2 für $U_2(r)$ (mit $A_0^2 + A_2^2 = 1$) werden entsprechend dem angenommenen Wert für D_2 (Gleichung IV.1) gewählt.

Für die (d, ${}^3\text{He}$) Reaktion ergibt sich mit dieser Geometrie $\beta = 1.54$ fm $^{-1}$; für (d, α) erhält man $\beta = 1.46$ fm $^{-1}$.

Variiert man die Geometrie des Bindungspotentials, ergeben sich entsprechend andere Werte für β und man benötigt andere Amplituden A_0 und A_2 um dem gleichen Wert für D_2 zu erhalten. So müsste man, um für (d, ${}^3\text{He}$) ebenfalls $\beta = 1.36$ fm $^{-1}$ zu erhalten, einen etwas größerer Radiusparameter r_0 wählen. Verschiedene Werte von β ergeben ein 'scaling' des Wirkungsquerschnitts; die Analysierstärken ändern sich jedoch nicht, solange D_2 konstant gehalten wird. Dies illustriert, daß die Tensoranalysierstärken nur auf den langreichweitigen Teil der Wellenfunktion, d.h. auf D_2 empfindlich sind. Da wir hier vor allem D-Zustandseffekte studieren wollten, wurde der Radiusparameter $r_0 = 1.5$ fm für alle Rechnungen beibehalten.

c) Die 'finite-range'-DWBA Rechnungen

Für die 'finite-range' Rechnungen haben wir im Eingangskanal das 'best-fit' Potential FRI-84 verwendet, da hier auch ein Tensorpotential (T_R -Typ) für die Deuteron-Streuung ermittelt wurde; in PTOLEMY kann ein komplexes Tensorpotential mitgenommen werden.

Die Berücksichtigung eines Tensorpotentials ist für die Bestimmung von D_2 unerlässlich: ohne Tensorpotential ergeben sich um bis zu 20 % zu große Werte für D_2 (KAR-81; SEI-81; ENT-83). Wegen der empirisch ermittelten starken Massenabhängigkeit des Tensorpotentials und der im Vergleich mit Faltungsrechnungen deutlich unterschiedlichen Tiefe des T_R -Realteils (FRI-80) ist für die D-Zustandsbestimmung nur ein durch Streudaten gerechtfertigtes Tensorpotential sinnvoll.

Alle bisherigen Analysen von (d, α) Reaktionen hatten kein Tensorpotential im Eingangskanal berücksichtigt.

Das Triton-Potential beschreibt die elastische t -Streuung an ^{40}Ca (HAR-80). Der Potentialsatz für ^3He folgt einer globalen Parametrisierung von H.J. Trost (TRO-81); entsprechend der Empfehlung von H.J. Trost wurde diesem Satz das von Lui et al. (LUI-80) gefundene ^3He -Spin-Bahn Potential hinzugefügt (siehe Anhang). Wie bereits bei der 'zero-range' Analyse wurde das α -Potential BUD-69 verwendet.

Für das Bindungspotential der Nukleonen am Restkern wurde die übliche Geometrie $r_0 = 1.17$ fm und $a = .75$ fm gewählt; wegen der besseren Übereinstimmung mit dem mikroskopischen Formfaktor wurde für die 'finite-range' Rechnungen der Radius $r_0 = 1.08$ fm für das Bindungspotential des transferierten d-Clusters gewählt.

d) Ergebnisse der 'finite-range' Analyse

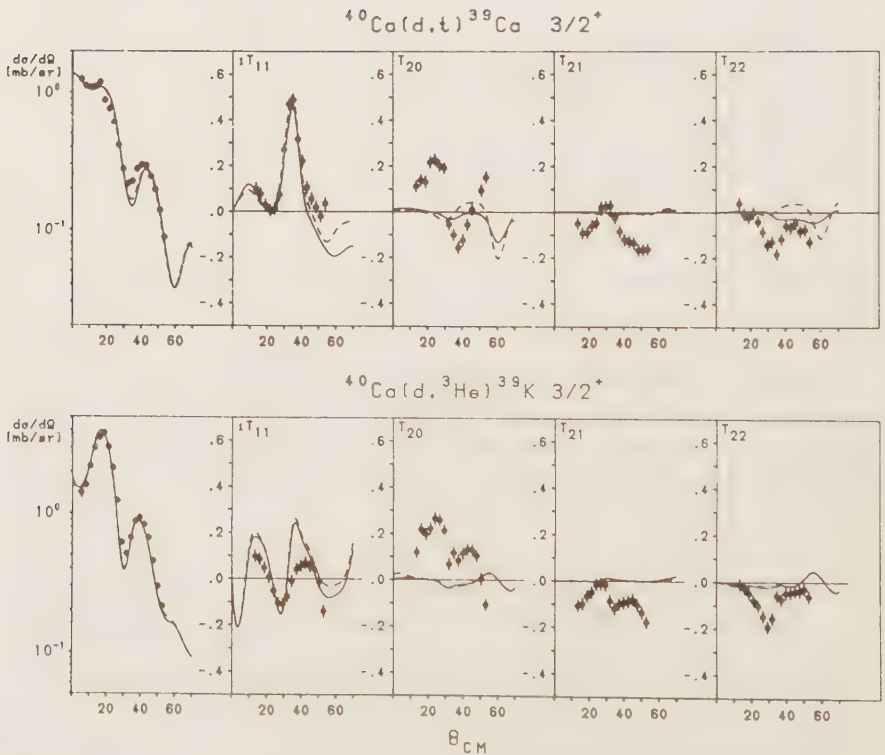
Zur Bestimmung des D-Zustandsparameters D_2 wurde für jede Reaktion D_2 in Schritten von 0.05 fm^2 (um das erwartete Minimum 0.02 fm^2) variiert, und die Ergebnisse dieser Rechnungen anschließend in einer χ^2 Analyse mit den experimentellen Daten verglichen. Da die DWBA-Rechnungen im Bereich des Transferpeaks weitgehend insensitive auf die Wahl der OM-Parameter und Effekte höherer Ordnung sind, wurde die χ^2 -Analyse auf den Winkelbereich des Maximums des differentiellen Wirkungsquerschnitts ($10^\circ \leq \theta \leq 40^\circ$) eingeschränkt. Dieses Vorgehen liefert zunächst für jede Observable ein 'bestes' D_2 ; der Mittelwert ergibt dann das D_2 für die jeweilige Reaktion.

a) Die Ein-Nukleon Transfer-Reaktionen (d,t) und (d, ^3He)

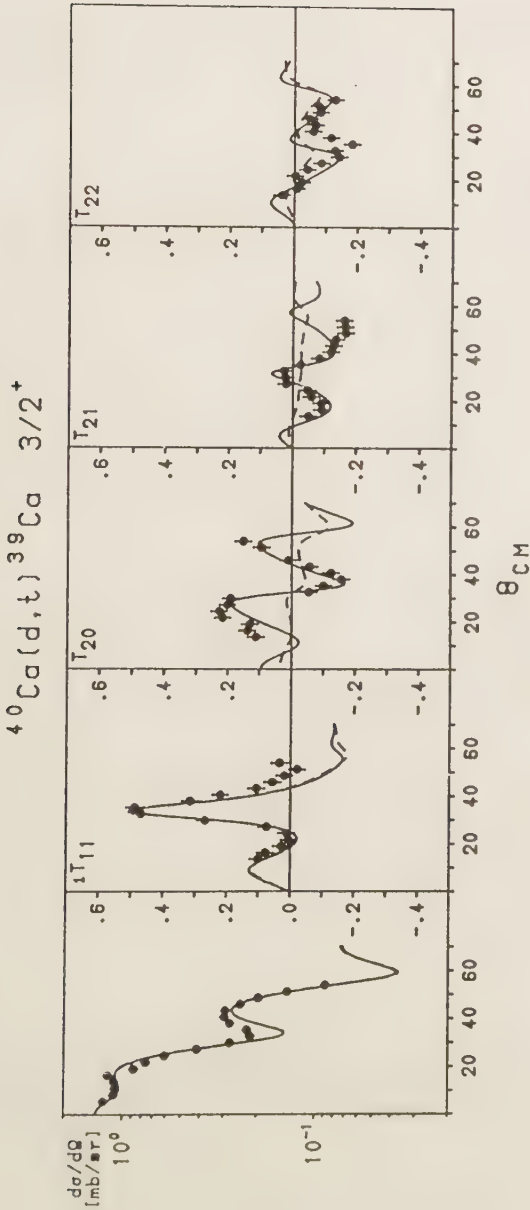
Das Programm PTOLEMY wurde bisher noch nicht zur Analyse von (d,t) und (d, ^3He) Reaktionen verwendet. Daher werden zunächst 'zero-range' (ZR) und 'finite-range' (FR) Rechnungen (mit $D_2=0$) verglichen. Der bekannte Wert $D_2(^3\text{H})$ erlaubt es außerdem, die D-Zustandsbestimmung im Clustermodell zu testen.

In Figur 20 werden ZR- und FR-Rechnungen (nur S-Zustand) verglichen; für diese Rechnungen wurde kein Tensorpotential mitgenommen. Die Ergebnisse stimmen gut überein.

Der D-Zustandseffekt für die $^{40}\text{Ca}(d,t)$ Reaktion ist in Figur 21 gezeigt. Die hier gezeigten Rechnungen wurden mit dem komplexen Tensorpotential (FRI-84) durchgeführt; die gestrichelte Kurve erhält man ohne D-Zustand in ^3H , die durchgezogene Kurve berücksichtigt den D-Zustand mit $D_2(^3\text{H}) = -0.20 \text{ fm}^2$; für den Wirkungsquerschnitt und die Vektoranalysierstärke sind die beiden Kurven in diesem Maßstab nicht zu unterscheiden.



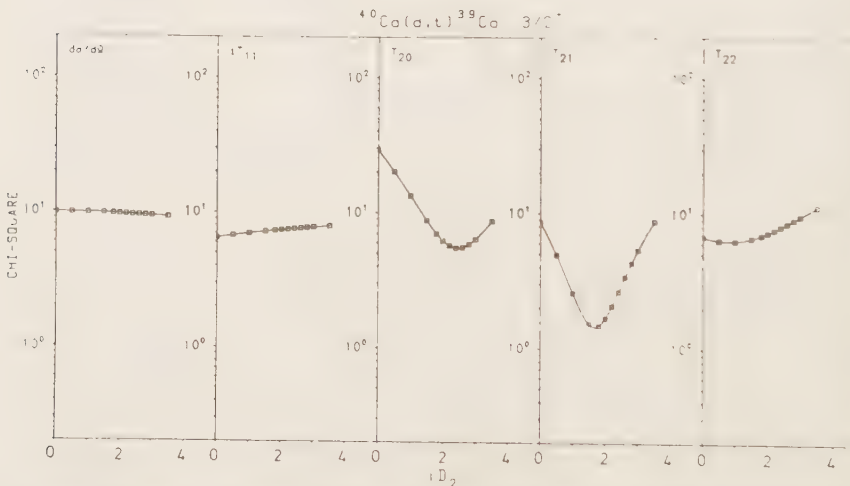
Figur IV.20 : Vergleich von 'finite-range' (—) ($D_2=0$) und 'zero-range' (---) Rechnungen (ohne Tensorpotential) für die Grundzustandsübergänge der Reaktionen $^{40}\text{Ca}(d,t)^{39}\text{Ca}$ und $^{40}\text{Ca}(d,^3\text{He})^{39}\text{K}$.



Figur IV.21 : Winkelverteilungen des Wirkungsquerschnitts und aller Analysierstärken für die Reaktion $^{40}\text{Ca}(d,t)^{39}\text{Ca}$. Die eingezeichneten Kurven sind 'finite-range' DWBA-Rechnungen. Hier wurde ein Deuteron-Tensorpotential, wie in FRI-84 ermittelt, berücksichtigt.

— $D_2 = -0.20 \text{ fm}^2$; - - - $D_2 = 0.0$

Figur 22 zeigt für alle fünf Observablen χ^2 in Abhängigkeit von D_2 . Für den Wirkungsquerschnitt und die Vektoranalyserstärke zeigt der in diesem logarithmischen Maßstab nahezu horizontale Verlauf von $\chi^2(D_2)$ noch einmal deutlich die Insensitivität auf den D-Zustand; die Tensoranalyserstärken - vor allem T_{20} und T_{21} - zeigen dagegen ausgeprägte Minima.

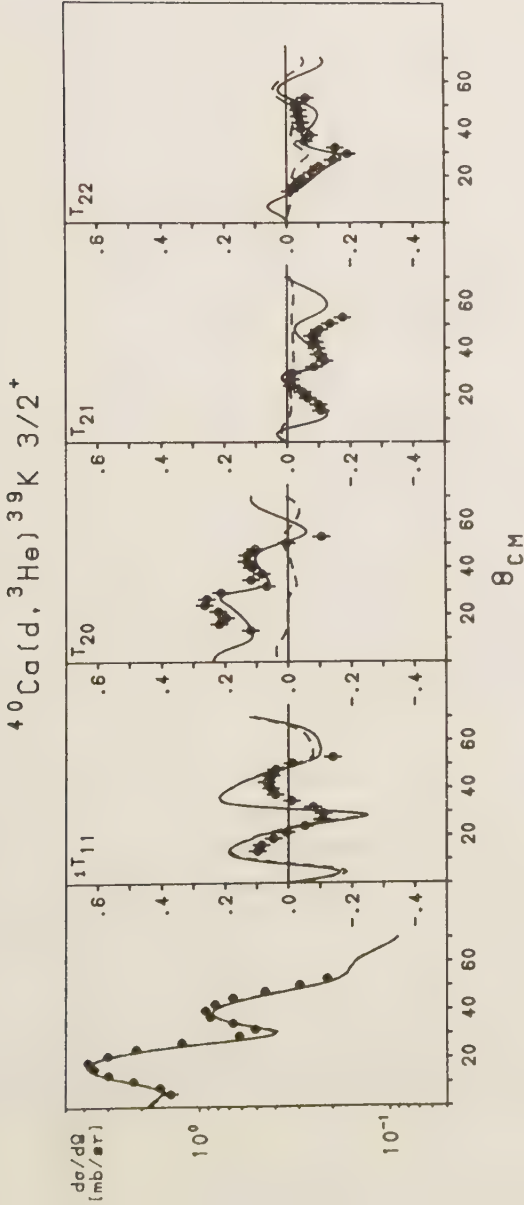


Figur IV.22 : $^{40}\text{Ca}(d,t)^{39}\text{Ca}$. χ^2 als Funktion des D-Zustandsparameters D_2 für den Winkelbereich $10^\circ \leq \theta \leq 40^\circ$.

Der Mittelwert der 'besten' D_2 jeder Tensoranalyserstärke der $^{40}\text{Ca}(d,t)$ Reaktion ist $-.20 \text{ fm}^2$ mit einer RMS-Abweichung von $.032 \text{ fm}^2$. Zusammen mit einer zusätzlichen Unsicherheit von $.01 \text{ fm}^2$, die aus einer Variation der Potentialparameter abgeschätzt wurde, erhält man :

$$D_2(^3\text{H}) = -.20 \text{ fm}^2 \pm .04 \text{ fm}^2$$

Die hier durchgeführte Analyse in der Cluster-Entwicklung reproduziert den etablierten Wert für $D_2(^3\text{H})$ (ohne das Tensorpotential im Eingangskanal würde sich $D_2 = -.22 \text{ fm}^2$ ergeben).

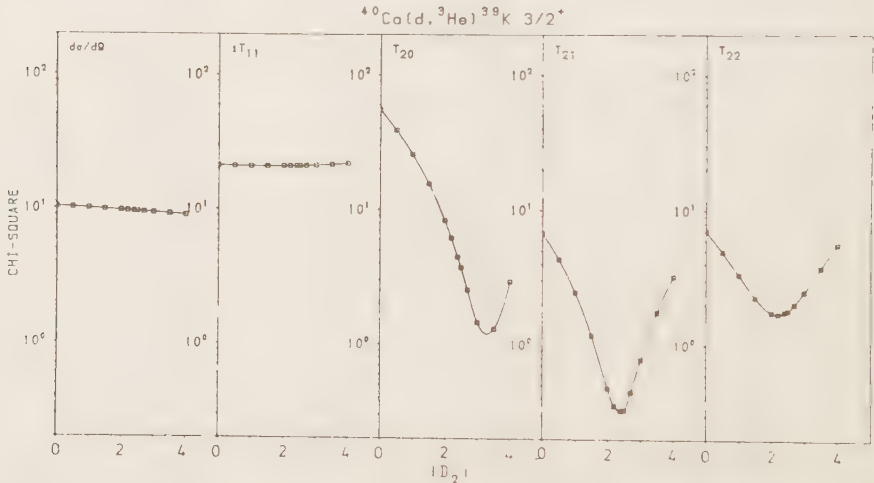


Figur IV.23 : Winkelverteilungen des Wirkungsquerschnitts und aller Analysierstärken für die Reaktion $^{40}\text{Ca}(d, ^3\text{He})^{39}\text{K}$ zusammen mit 'finite-range' DWBA-Rechnungen (mit Deuteron-Tensorpotential (FRI-84))

— $D_2 = -0.25 \text{ fm}^2$; - - - $D_2 = 0.0$

Der interessantere Fall ist natürlich die $(d, {}^3\text{He})$ Reaktion; die Winkelverteilungen zusammen mit den FR DWBA-Rechnungen für die Reaktion ${}^{40}\text{Ca}(d, {}^3\text{He}){}^{39}\text{K}$ zeigt Figur 23.

In Figur 24 sind die aus dem Vergleich mit den experimentellen Daten erhaltenen χ^2 als Funktion von D_2 für alle fünf Observable dargestellt.



Figur IV.24 : ${}^{40}\text{Ca}(d, {}^3\text{He}){}^{39}\text{K}$. χ^2 als Funktion des D-Zustandsparameters D_2 für den Winkelbereich $10^\circ \leq \theta \leq 40^\circ$.

Für die $(d, {}^3\text{He})$ Reaktion ist der Mittelwert der einzelnen D_2 -0.25 fm^2 ; die RMS-Abweichung $.036 \text{ fm}^2$. Hier fällt auf, daß zur optimalen Beschreibung der Analysierstärke T_{20} ein dem Betrage nach deutlich größeres D_2 notwendig wäre; dieser Trend stimmt mit anderen Analysen der $(d, {}^3\text{He})$ Reaktion (ENT-83) überein. Um einen guten Wert für D_2 zu erhalten, ist es unerlässlich, alle Analysierstärken zu messen.

Wegen der gesteigerten Sensitivität auf die verwendeten OM-Parameter kann $D_2({}^3\text{He})$ hier nur mit einem relativ großen Fehler angegeben werden :

$$D_2({}^3\text{He}) = -0.25 \text{ fm}^2 \pm .05 \text{ fm}^2$$

Dieser Wert stimmt sehr gut mit neueren experimentellen Ergebnissen (ENT-83; IOA-81b) und den theoretischen Erwartungen (IOA-81a) überein. Somit kann man $D_2 < -.30 \text{ fm}^2$ wohl ausschließen.

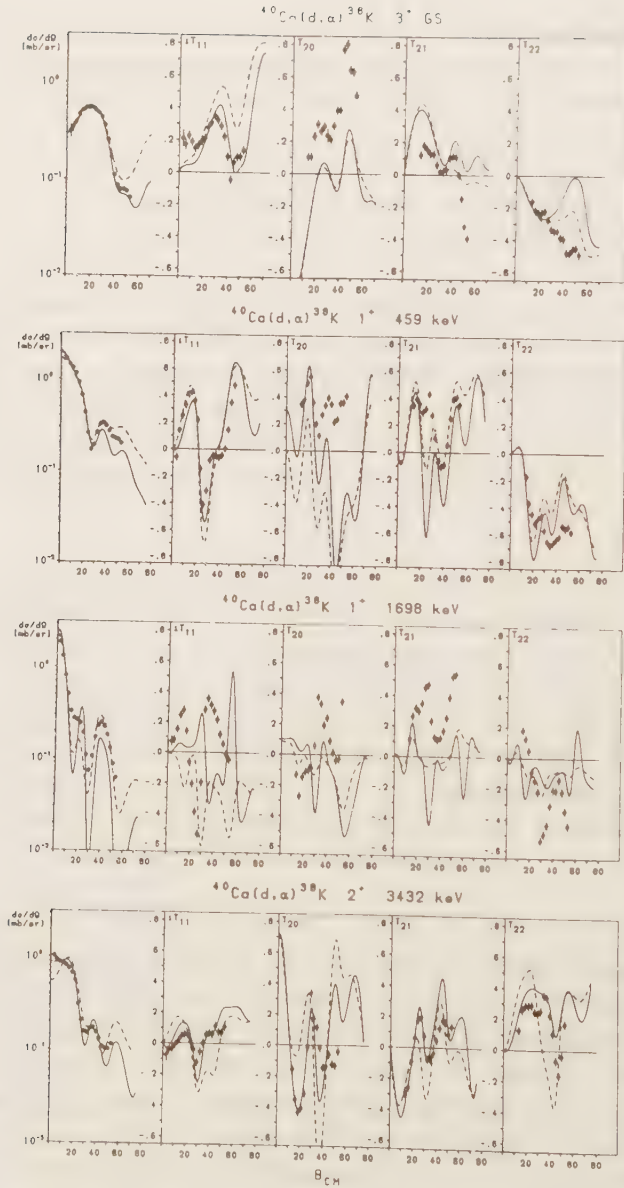
β) D-Zustandseffekt in der $^{40}\text{Ca}(d,\alpha)^{38}\text{K}$ Reaktion

Im Gegensatz zu den Ein-Nukleon Pick-up-Reaktionen haben bei der (d,α) Reaktion bereits die ZR DWBA-Rechnungen große Tensoranalysierstärken ergeben, so daß man hier stets eine gewisse Abhängigkeit von den verwendeten OM-Parametern hat. Im Vergleich zu diesen Werten große D-Zustandseffekte erwartet man (SAN-84) für Übergänge zu Zuständen mit unnatürlicher Parität.

Zuerst will ich aber wieder ZR- und FR-Rechnungen vergleichen (Fig. 25). Diese Rechnungen wurden wieder ohne Tensorpotential durchgeführt; für die ZR-Rechnungen wurde hier ebenfalls der Radiusparameter $r_0 = 1.08 \text{ fm}$ verwendet.

Hier stimmen ZR- und FR-Rechnungen nur für den 3^+ Grundzustand überein; für den 2^+ -Zustand werden die Daten durch die FR-Rechnung etwas besser beschrieben. Rechnungen mit verschiedenen OM-Parametern ergeben jedoch für diesen Übergang deutlich unterschiedliche Winkelverteilungen.

Besonders auffällig sind die Diskrepanzen für den 1^+_2 -Zustand. Während für den $J=1 \ L=2$ Transfer ZR- und FR-Rechnungen gut übereinstimmen, erhält man für $L=0$ sehr große Unterschiede. (Auch bei den ZR-Rechnungen hängt das Ergebnis für $L=0$ stark von Details ab). Wegen dieser Unsicherheit bei der Beschreibung des $L=0$ Transfers erscheint eine D-Zustandsbestimmung bei den Übergängen zu den beiden 1^+ -Zuständen nicht sinnvoll. Hinzu kommt, daß für diese Zustände auch die Kernstruktur nicht eindeutig bekannt ist.



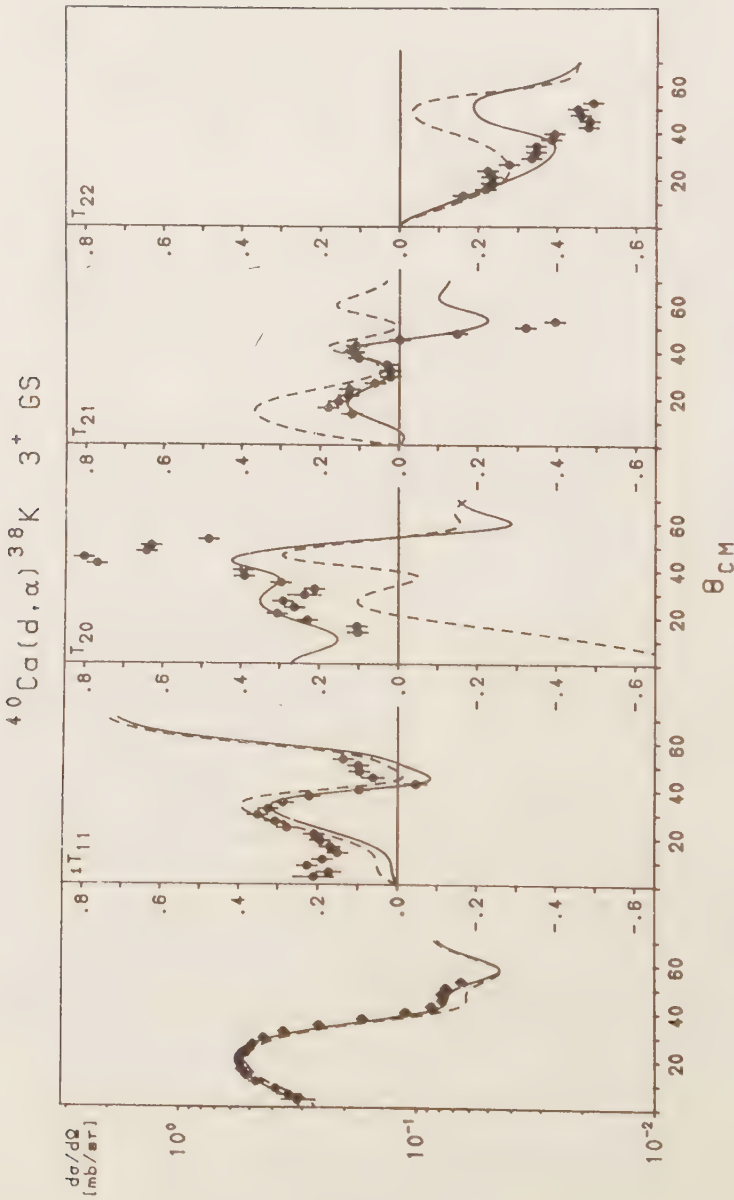
Figur IV.25 : Vergleich von 'finite-range' (für $D_2=0$) (—) und 'zero-range' (---) Rechnungen für $^{40}\text{Ca}(d,\alpha)$. (Rechnungen ohne Tensorpotential)

Bei $E_d = 12.3$ MeV hat Tostevin (TOS-84; TOS-85) T_{20} und T_{22} für den 1_2^+ -Zustand analysiert. Dessen Rechnung konnte zwar reproduziert werden, jedoch ließ sich keine Formfaktor-Geometrie und kein Potentialsatz finden, für den die Daten bei 20 MeV in FR-Rechnungen beschrieben werden; für T_{20} und T_{22} ergibt sich ähnliche Winkelverteilungen wie sie auch Tostevin erhalten hat, jedoch konnten die Daten von T_{21} in keinem Fall reproduziert werden.

Da für den 2^+ -Zustand der D-Zustandseffekt vergleichbar mit den Unterschieden auf Grund verschiedener OM-Parametersätze ist, bleibt für eine zuverlässige D-Zustandsbestimmung nur der 3^+ Grundzustand.

Die Winkelverteilungen des differentiellen Wirkungsquerschnitts und aller Analysierstärken für den 3^+ Grundzustand werden in Figur 26 zusammen mit 'finite-range' DWBA-Rechnungen gezeigt (mit den Cluster-Koeffizienten $G(2,3)$ und $G(4,3)$ der NW-Wellenfunktion - siehe Abschnitt IV.1). Hier wurde der D-Zustand von ^4He in der Clusterentwicklung mit $D_2 = -.19 \text{ fm}^2$ (durchgezogene Kurve) mitgenommen (die gestrichelte Kurve ist für $D_2 = 0$). Hier zeigen, im Unterschied zu den Ein-Nukleon Transferreaktionen, auch der Wirkungsquerschnitt und die Vektoranalysierstärke einen - schwachen - D-Zustandseffekt; besonders sensitiv sind jedoch wieder die Tensoranalysierstärken, vor allem von T_{20} und T_{21} bei Vorwärtswinkeln. Mit $D_2 = -.19 \text{ fm}^2$ wird die Größe T_{21} sehr gut reproduziert.

Die große Sensitivität von T_{20} und T_{21} auf den D-Zustand spiegelt sich in den sehr scharfen Minima in $\chi^2(D_2)$ wieder (siehe Fig. 27).



Figur IV.26 : $^{40}\text{Ca}(d, ^4\text{He})^{38}\text{K}$. Winkelverteilungen des Wirkungsquerschnitts und aller Analyserstärken für den Übergang zum 3^+ Grundzustand mit 'finite-range' DWBA-Rechnungen (mit Deuteron-Tensorpotential (FRI-84))
 ——— $D_2 = -0.19 \text{ fm}^2$; - - - $D_2 = 0.0$

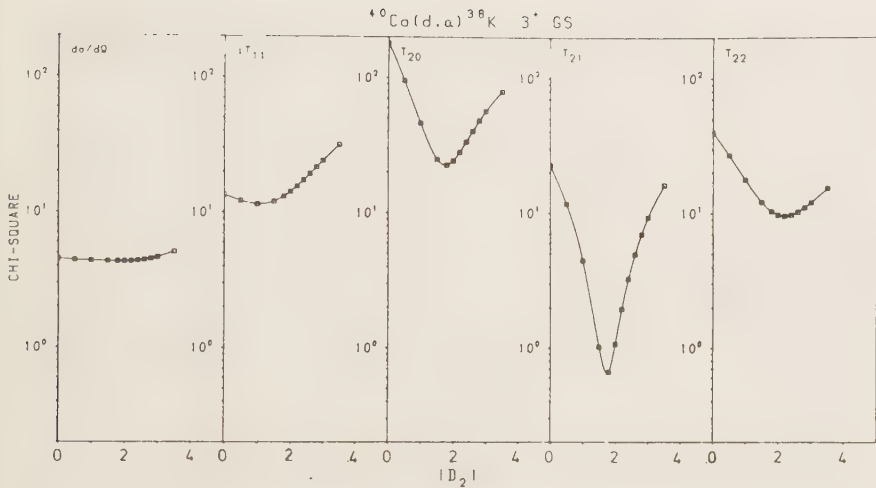


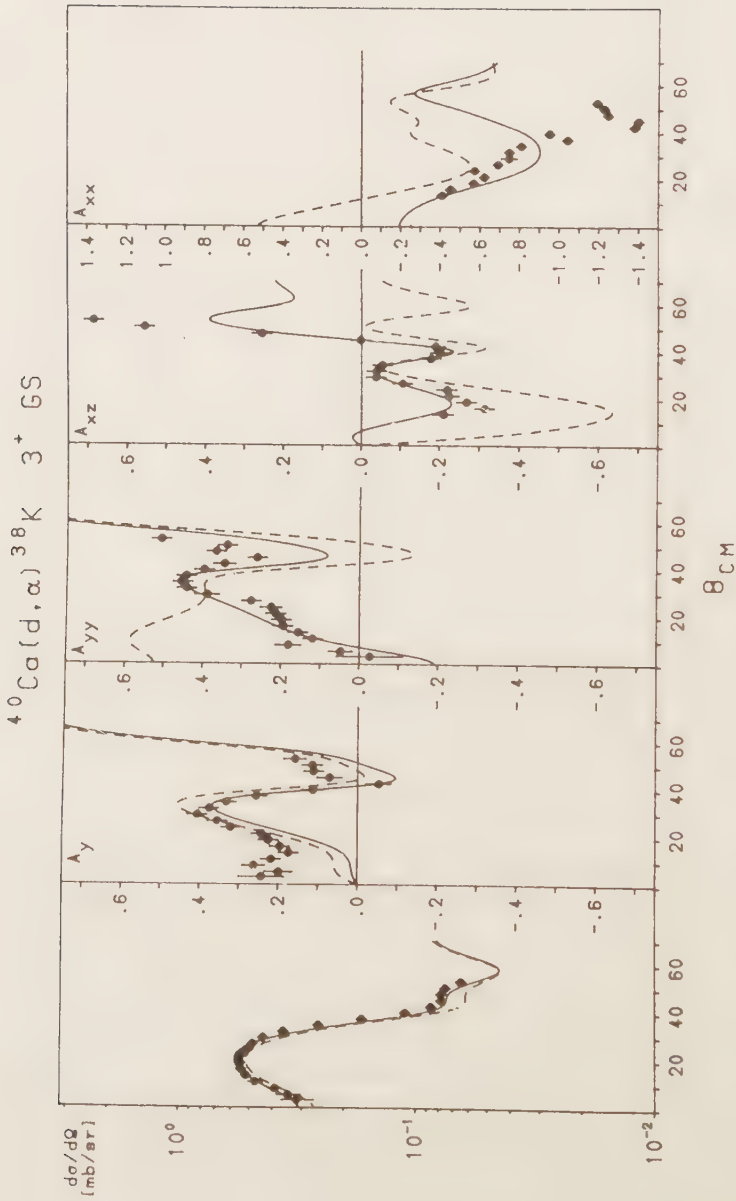
Fig. IV.27 : $^{40}\text{Ca}(d,\alpha)^{38}\text{K}$. χ^2 als Funktion des D-Zustandsparameters D_2 für den Winkelbereich $10^\circ \leq \theta \leq 40^\circ$.

Der Mittelwert der einzelnen 'besten' D_2 ergibt sich zu $D_2 = -0.19 \text{ fm}^2$; die RMS-Abweichung ist hier mit 0.02 fm^2 recht klein. Allerdings kann man wegen der Sensitivität auf die OM-Parameter D_2 wohl kaum genauer angeben als :

$$D_2(d,\alpha) = -0.19 \text{ fm}^2 \pm 0.04 \text{ fm}^2$$

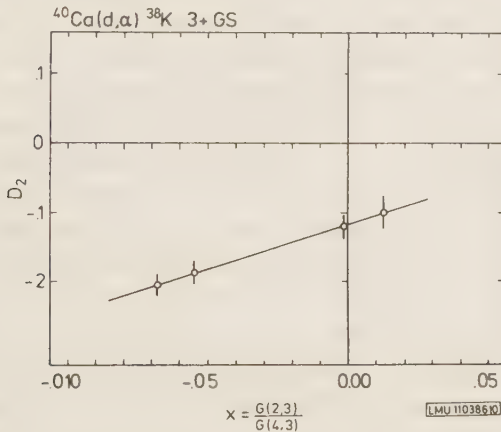
Ohne das Tensorpotential im Eingangskanal ergibt sich hier - wie auch für $D_2(^3\text{H})$ und $D_2(^3\text{He})$ - ein um 10 % größerer Wert für D_2 .

In dem klassischen Modell einer am Kernrand stattfindenden Transferreaktion sollte die Tensoranalysierstärke A_{yy} besonders sensitiv auf den D-Zustand in ^4He sein (SAN-84). Um dies zu illustrieren, sind in Figur 28 statt der sphärischen die kartesischen Analysierstärken zusammen mit den DWBA-Rechnungen wie in Fig. 26 dargestellt. A_{yy} zeigt bei Vorwärtswinkeln eine zu T_{20} vergleichbare Sensitivität. Die Reproduktion mit $D_2 = -0.19 \text{ fm}^2$ ist sehr gut.



Figur IV.28 : $^{40}\text{Ca}(d, ^4\text{He})^{38}\text{K}$ 3^+ Grundzustand.
 Wie Fig. 26; hier sind jedoch die kartesischen Analysierstärken dargestellt.

Der angegebene Wert $D_2 = -.19 \text{ fm}^2$ gilt nur für die NW-Wellenfunktion ($x = G(2,3)/G(4,3) = -.055$). Mit den verschiedenen L-Mischungskoeffizienten $G(L,J)$ der anderen Wellenfunktionen (siehe Tabelle IV.2) erhält man eine gleich gute Beschreibung der Daten, jedoch mit einem etwas anderen Wert für D_2 . So ergibt sich z.B. für die CW-Wellenfunktion ($x = +.013$) ein $D_2(\text{CW}) = -.10 \text{ fm}^2$. Hier spielen also $\Delta L = 2$ im schweren Kern und $\Delta l = 2$ im leichten Fragment gegeneinander (vgl. Figur 29). Für den hier betrachteten kleinen Bereich von x ergibt sich eine lineare Abhängigkeit des D-Zustandsparameters $D_2(^4\text{He})$ von x .



Figur IV.29 : $D_2(^4\text{He})$ aus der Analyse des 3^+ Grundzustand in Abhängigkeit von dem Verhältnis $x = G(2,3)/G(4,3)$. Die Koeffizienten $G(L,J)$ ergeben sich aus den vier in Abschnitt IV.1 betrachteten Wellenfunktionen (siehe Tabelle IV.2).

Aus der Analyse des 1_2^+ -Zustandes hat Tostevin (TOS-85) für die NW-Wellenfunktion $D_2 = -.13 \text{ fm}^2$ erhalten; in einer früheren Analyse mit der CW-Wellenfunktion (TOS-84) ergab sich $D_2 = -.40 \text{ fm}^2$. Ein Vergleich mit den oben für den 3^+ Grundzustand ermittelten Werten zeigt, daß man mit der NW-Wellenfunktion wesentlich konsistentere Werte für D_2 erhält als etwa mit der CW-Wellenfunktion.

Für die Reaktion $^{209}\text{Bi}(d,\alpha)^{207}\text{Pb}$ war eine 'finite-range' Analyse mit Berücksichtigung des D-Zustandes von ^4He leider nicht möglich, da wegen des hohen Kernspins $J^\pi=9/2^-$ des Targetkerns und der großen transferierten Drehimpulse die Möglichkeiten des Programms PTOLEMY überschritten werden.

Testrechnungen (mit $D_2 = 0$) bei denen jeweils nur ein L,J-Transfer mit einer begrenzten Anzahl von Partialwellen gerechnet werden konnte, ergaben mit den entsprechenden ZR-Rechnungen übereinstimmende Ergebnisse. (Hier wurden 'gematchte' Potentiale - siehe Abschnitt IV.1 - verwendet).

Für diese Reaktion hatten die Rechnungen zum direkten Transfer einen im Vergleich zu den experimentellen Daten zu kleinen DWBA-Wirkungsquerschnitt ergeben; die Differenz konnte durch Berücksichtigen des sequentiellen Transfers erklärt werden. Ob dieser Unterschied statt dessen auch als vernachlässigter D-Zustandseffekt zu deuten ist, wie für die $^{208}\text{Pb}(\alpha,d)$ Reaktion als Alternative vorgeschlagen wurde (NAG-82), konnte nicht nachgeprüft werden. Allerdings erscheint es nicht möglich, allein mit Hilfe des D-Zustandes eine Diskrepanz von mehr als einem Faktor 2 (etwa beim $1/2^-$ -Zustand - siehe Abschnitt IV.2) zu erklären.

Schlußbetrachtung

In dieser Arbeit wurden Ein- und Zwei-Nukleon Transferreaktionen mit polarisierten Deuteronen an zwei ausgewählten Targetkernen untersucht. Während bei den Ein-Nukleon Transferreaktionen das Studium von D-Zustandseffekten im Vordergrund stand, interessierte bei der (d,α) Reaktion zusätzlich das Studium des Reaktionsmechanismus, vor allem im Hinblick auf den direkten und sequentiellen Transfer der beiden Nukleonen.

Rechnungen im Rahmen der konventionellen 'zero-range' DWBA reproduzieren die Winkelverteilungen von Wirkungsquerschnitt und Vektoranalysierstärke in der Reaktion $^{40}\text{Ca}(d,\alpha)$ recht gut; CRC-Rechnungen bei denen auch der sequentielle Transfer berücksichtigt wurde, zeigen, daß bei dieser Reaktion der direkte Transfer dominiert.

Dagegen war es für die kinematisch schlecht angepasste Reaktion $^{209}\text{Bi}(d,\alpha)$ unerläßlich, auch den sequentiellen Transfer mit einzubeziehen, um die experimentellen Daten zu reproduzieren. Wegen des kleinen Wirkungsquerschnitts und des komplizierten Reaktionsmechanismus ist diese Reaktion nicht zum Studium von D-Zustandseffekten geeignet.

Der Vergleich von 'zero-range'- und 'full finite-range'-Rechnungen ergab für die Ein-Nukleon Transferreaktionen gute Übereinstimmung. Für die Reaktion $^{40}\text{Ca}(d,t)$ reproduziert die Berücksichtigung einer $\ell=2$ -Beimischung in der Wellenfunktion des transferierten Neutrons den etablierten Wert $D_2(^3\text{H})$. Der anschließend ermittelte Wert :

$$D_2(^3\text{He}) = -.25 \text{ fm}^2 \pm .05 \text{ fm}^2$$

stimmt gut mit neueren experimentellen Ergebnissen und dem theoretisch erwarteten Wert überein.

Die Ergebnisse von 'zero-range' und 'finite-range' Rechnungen stimmen für $^{40}\text{Ca}(d,\alpha)$ nur für $L=4$ und $L=2$ gut überein. Wegen der geringen Sensitivität der Übergänge zu Zuständen mit natürlicher Parität, ist eine D-Zustandsbestimmung nur für den 3^+ Grundzustand sinnvoll. Vor allem die Analysierstärken T_{20} und T_{21} (bzw. A_{yy} und A_{xz}) erwiesen sich als sehr sensitiv auf die $\ell=2$ -Amplitude.

Aus einer χ^2 -Analyse wurde der Wert :

$$D_2(^4\text{He}) = -0.19 \text{ fm}^2 \pm 0.04 \text{ fm}^2$$

ermittelt. Allerdings hängt $D_2(^4\text{He})$ etwas von der Kernstruktur des Endzustandes ab.

Für alle drei Reaktionen wurde auch der Einfluß eines Tensorpotentials im Eingangskanal (T_R -Typ) auf die D-Zustandsbestimmung untersucht; vernachlässigt man das T_R -Potential, ergeben sich in allen drei Fällen um 10 % größere Werte für D_2 .

Der hier ermittelte Wert $D_2(^4\text{He})$ stimmt sehr gut mit dem Ergebnis von neueren Rechnungen zur Impulsverteilung von $d+d$ Clustern in ^4He (SCH-86) überein und ist auch konsistent mit neuen Ergebnissen der Fusionsreaktion $d(\bar{d},\gamma)\alpha$ (WEL-86), sofern diese Daten gemäß dem Modell von (SAN-85a) interpretiert werden.

Die Tensoranalysierstärken der (d,α) Reaktion sind sowohl auf den D-Zustand von ^4He als auch auf die L-Mischungskoeffizienten sensitiv. Dadurch bieten (d,α) Reaktionen mit tensorpolarisierten Deuteronen außer der Möglichkeit der D-Zustandsbestimmung eine sehr empfindliche Methode zur Kernstrukturuntersuchung (SAN-85b); damit eröffnet sich ein weiterhin interessantes Betätigungsfeld, sowohl in experimenteller als auch theoretischer Hinsicht.

Anhang

Zusammenstellung der verwendeten OM-Parameter

a) Optisches Potential

Zur Berechnung der Streuwellenfunktionen werden in der DWBA üblicherweise 'Optische-Modell'-Potentiale verwendet. Für diese Potentiale wird meist die folgende Parametrisierung verwendet:

$$U(R) = V_C + V_O f(R) - iW_{vol} f(R) - iW_{surf} g(R) - (V_{LS} + iW_{LS}) h(R) \cdot (\vec{s} \cdot \vec{\sigma})$$

V_C ist das Coulomb-Potential einer homogen geladenen Kugel mit Radius $r_C A^{1/3}$. In den meisten Fällen wird für die Radialabhängigkeit der weiteren Terme angesetzt :

$$f_{ra}(R) = \{ 1 + \exp[(R - r_C A^{1/3})/a] \}^{-1} \quad (\text{Woods-Saxon})$$

$$g_{ra}(R) = -4 a \, d/dR [f_{ra}(R)]$$

$$h_{ra}(R) = -4 \lambda_\pi^2 (1/R) \, d/dR [f_{ra}(R)] \quad (\text{Thomas-Form})$$

$$\text{mit } \lambda_\pi^2 = [h/(m_\pi c)]^2 = 2.0 \, \text{fm}^2$$

Für die Deuteron-Streuung ist zur Beschreibung der Tensoranalysierstärken außerdem noch ein Tensorpotential (FRI-80) notwendig; von den drei möglichen Termen (SAT-60) ist bei niedrigen Energien nur ein T_R -Potential (GOD-77) nötig :

$$V_{TR}(R) = [-U_{TR} \cdot m(R) - iW_{TR} \cdot n(R)] [(\vec{s}_r \cdot \hat{s})^2 - 2/3]$$

mit den Radialabhängigkeiten :

$$m_{ra}(R) = \lambda_\pi^2 \cdot R \cdot d/dR [1/R \, d/dR \, f_{ra}(R)]$$

$$n_{ra}(R) = \lambda_\pi^2 \cdot R \cdot d/dR [1/R \, d/dR \, g_{ra}(R)]$$

b) Parameter der 'zero-range' Analyse

Im folgenden will ich die bei den 'zero-range' Rechnungen zum direkten und sequentiellen Transfer verwendeten OM-Parameter angeben. Die Potentialtiefen werden in MeV angegeben, Radiusparameter r und Diffuseness a in fm. Soweit nicht anders angegeben wird stets ein Coulomb-Radiusparameter $r_C = 1.30$ fm benutzt.

 ${}^{40}\text{Ca}(d, \alpha){}^{38}\text{K}$ ${}^{40}\text{Ca} + d :$

	Realteil			Imaginär		
	V	r	a	W	r	a
$V_O, W_{vol} :$	88.45	1.17	.743	0.5	1.325	.729
$W_{surf} :$				12.22	1.325	.729
$V_{LS} :$	6.75	1.07	.660			

(Globalsatz DAE-80)

 ${}^{39}\text{Ca} + t :$

	V	r	a	W	r	a
$V_O, W_{vol} :$	163.00	1.20	.660	18.60	1.600	.820
$V_{LS} :$	6.00	1.10	.450			

(HAR-80)

 ${}^{39}\text{K} + {}^3\text{He} :$

	V	r	a	W	r	a
$V_O, W_{vol} :$	150.22	1.20	.720	37.07	1.400	.880
$V_{LS} :$	3.14	1.227	.232			

(Globalsatz BEC-71; Spin-Bahn Potential (LUI-80))

Die zur Beschreibung der ${}^4\text{He}$ -Streuung verwendeten Parameter wurden bereits in Kapitel IV.1 angegeben.

β) $^{209}\text{Bi}(d, \alpha)^{207}\text{Pb}$ $^{209}\text{Bi} + d :$

Realteil				Imaginär		
	V	r	a	W	r	a
$V_o, W_{vol} :$	94.78	1.17	.748	0.67	1.325	.905
$W_{surf} :$				12.13	1.325	.905
$V_{LS} :$	6.66	1.07	.660			

(Globalsatz DAE-80)

 $^{208}\text{Bi} + t :$

	V	r	a	W	r	a
$V_o, W_{vol} :$	159.96	1.20	.720	16.51	1.400	.840
$V_{LS} :$	6.00	1.10	.980			

(Globalsatz BEC-71, Spin-Bahn Potential (HAR-80))

 $^{208}\text{Pb} + ^3\text{He} :$

	V	r	a	W	r	a
$V_o, W_{vol} :$	158.23	1.20	.720	40.22	1.400	.880
$V_{LS} :$	3.14	1.227	.232			

(Globalsatz BEC-71, Spin-Bahn Potential (LUI-80))

 $^{207}\text{Pb} + ^4\text{He} :$

	V	r	a	W	r	a
$V_o, W_{vol} :$	182.83	1.20	.750	24.20	1.400	.600

(DAE-81), hier $r_C = 1.40$ fm

b) Nichtlokalitätskorrektur

Die optischen Potentiale sind lokale Potentiale; aus der formalen Streutheorie ergibt sich aber, daß das optische Potential nichtlokal sein muß. Perey und Buck (PER-62) haben einen Korrekturfaktor hergeleitet, mit dem die mit einem äquivalenten lokalen Potential berechnete Wellenfunktion multipliziert wird :

$$F(R) = \exp[(\beta^2 m / 4 \hbar^2) U(R)]$$

mit der Nichtlokalitätsreichweite β (m ist die reduzierte Masse) Für die DWBA-Rechnungen wurden die folgenden Werte für β verwendet (KUN-69): Deuteron : $\beta = .54$ fm; Triton und ^3He : $\beta = .25$ fm und ^4He : $\beta = .20$ fm.

c) 'finite-range'-Korrektur

Im Rahmen der 'local energy' Approximation läßt sich ein Korrekturfaktor angeben (BUT-64) über den auch in 'zero-range' Rechnungen Effekte der endlichen Reichweite der Wechselwirkung näherungsweise berücksichtigt werden können. Für eine Reaktion $A(a,b)B$ mit $a = b + x$ sind für diesen Faktor zwei Ausdrücke gebräuchlich :

$$\begin{array}{ll} (1 + A(R))^{-1} & \text{(Hulthen-Form)} \\ \exp(-A(R)) & \text{(Gauß-Form)} \end{array}$$

mit :

$$A(R) = 2/\hbar^2 (m_b m_x / m_a) \beta^{-2} [E_b - U_b(R) + E_x - U_x(R) - E_a + U_a(R)]$$

Aus einer Taylor-Entwicklung der beiden Ausdrücke ersieht man, daß sich für kleine Werte von $A(R)$ nahezu identische Korrekturen ergeben.

Der Parameter β^{-1} gibt dabei die Reichweite von V_{bx} an. In der 'zero-range' Analyse wurde mit den folgenden Werten für β^{-1} gerechnet (KUN-69; für (d,α) DVE-72) :

(d,t)	:	$\beta^{-1} = .845 \text{ fm}$
$(d, {}^3\text{He})$	:	$\beta^{-1} = .770 \text{ fm}$
(t,α)	:	$\beta^{-1} = .700 \text{ fm}$
$({}^3\text{He},\alpha)$	:	$\beta^{-1} = .700 \text{ fm}$
(d,α)	:	$\beta^{-1} = .400 \text{ fm}$

d) Potentialparameter für die 'finite-range' Rechnungen

${}^{40}\text{Ca} + d$:

Realteil				Imaginär		
	V	r	a	W	r	a
V_o, W_{vol}	: 105.00	1.05	.840	0.35	1.360	.870
W_{surf}				9.55	1.360	.870
V_{LS}, W_{LS}	: 4.48	0.56	.350	0.68	1.550	.200
U_{TR}, W_{TR}	: 3.50	1.27	.890	0.24	1.46	.390

(FRI-84)

${}^{39}\text{K} + {}^3\text{He}$:

	V	r	a	W	r	a
V_o, W_{vol}	: 99.05	1.15	.755			
W_{surf}				30.00	1.333	.800
V_{LS}	: 3.14	1.227	.232			

(Globalsatz (TRO-81), Spin-Bahn Potential (LUI-80))

Die Tiefe der Oberflächenabsorption wurde entsprechend der Empfehlung von H.J Trost an den Daten angepasst.

Zur Beschreibung der Triton- und ${}^4\text{He}$ -Streuung wurden die gleichen Parameter wie bei der 'zero-range' Analyse verwendet.

e) Wirkungsquerschnitt für die (d,α) und (α,d) Reaktion

Hier will ich kurz den, bei der Analyse der $^{209}\text{Bi}(d,\alpha)$ Reaktion benutzten Zusammenhang zwischen den Wirkungsquerschnitten der Reaktionen $A(d,\alpha)B$ und $B(\alpha,d)A$ angeben (J_A bzw. J_B sind die Spin der Kerne A bzw. B, s_d, s_α die Spins von Deuteron und ^4He)

Der Wirkungsquerschnitt ergibt sich aus dem Quadrat des Übergangsmatrixelements, summiert über alle Endzustände und über die Zustände im Eingangskanal gemittelt. Mit den Kinematik- und Drehimpulsfaktoren ergibt sich :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(d,\alpha) = \frac{\mu_d \mu_\alpha}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_\alpha}{k_d} \frac{1}{(2J_A+1)(2s_d+1)} \sum_{M_B M_\alpha} |T_{fi}|^2$$

μ sind die reduzierten Massen in Eingangs- und Ausgangskanal, k sind die Wellenzahlen, gegeben durch die kinetische Energie der Relativbewegung.

Der Wirkungsquerschnitt der Umkehrreaktion (α,d) läßt sich aus dem der (d,α) Reaktion einfach berechnen :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\alpha,d) = \frac{k_d^2}{k_\alpha^2} \frac{(2s_d+1)(2J_A+1)}{(2s_\alpha+1)(2J_B+1)} \frac{d\sigma}{d\Omega}(d,\alpha)$$

Wir hatten bei der Reaktion $^{209}\text{Bi}(d,\alpha)$ nur die Vektoranalysierstärke gemessen; diese ist gleich der Polarisierung der Umkehrreaktion.

Literaturverzeichnis

- ALF-71 W.P. Alford, J.P. Schiffer & J.J. Schwartz, Phys. Rev. C3 (1971) 860
- AOK-85 Y. Aoki, Y. Tagishi, K. Hashimoto, M. Takei, M. Kurokawa, T. Sakai, A. Manabe, M. Tomizawa, K. Aoki & K. Yagi, Proc. 6th. Int. Symp. Pol. Phen. in Nucl. Physics, Osaka (1985) 722
- BAE-73 H.W. Baer, J.J. Kraushaar, C.E. Moss, N.S.P. King, R.E.L. Green, P.D. Kunz & E. Rost, Annals of Phys. 76 (1973) 437
- BAR-71 Proc. 3rd Int. Symp. Pol. Phen. Nucl. Reactions, eds. H.H. Barschall & W. Haeberli, Univ. Wisconsin Press, Madison Wisconsin 1971
- BAY-67 B.F. Bayman & A. Kallio, Phys. Rev. 156 (1967) 1121
- BAS-66 R.H. Bassel, Phys. Rev. 149 (1966) 791
- BEC-71 F.D. Becchetti & G.W. Greenlees, in 'Proc. 3rd Int. Symp. Pol. Phen. Nucl. Reactions, eds. H.H. Barschall & W. Haeberli, Univ. Wisconsin Press, Madison Wisconsin 1971, p. 682
- BHA-83 C.M. Bhat, N.G. Puttaswamy, H.T. Fortune & J.L. Yntema, Phys. Rev. C28 (1983) 141
- BRI-62 D.M. Brink & G.R. Satchler, 'Angular Momentum', Oxford University Press, New York, 1962
- BRO-67 T.A. Brody & M. Moshinsky, 'Tables of Transformation Brackets', Gordon & Breach, New York, 1967
- BUD-69 A. Budzanowski, A. Dudek, R. Dymarz, G. Grotowski, L. Jarczyk, H. Niewodniczansky & A. Strzalkowski, Nucl. Phys. A126 (1968) 369
- BUT-64 P.J.A. Buttle & L.J.B. Goldfarb, Proc. Phys. Soc. 83 (1964) 701
- CHA-70 N.S. Chant & N.F. Mangelson, Nucl. Phys. A140 (1970) 81
- CLE-82 H. Clement, Habilitationsschrift, Universität München 1982
- COK-73 W.R. Coker, T. Udagawa & H.H. Wolter, Phys. Rev. C7 (1973) 1154
- COM-80 J.R. Comfort, Programm CHUCK3 , erweiterte Version (1980) des Programms CHUCK2 (KUN-77), unveröffentlicht
- COS-77 J.D. Cossairt, W.S. Burns & R.A. Kenefick, Nucl. Phys. A287 (1977) 13
- COT-76 S.R. Cotanch & C.M. Vincent, Phys. Rev. C14 (1976) 1739
- CRA-73 G.M. Crawley, E. Kashy, W. Lanford & H.G. Blosser, Phys. Rev. C8 (1973) 2477

- DAE-75 W.W. Daehnick & R.M. DelVecchio, Phys. Rev. C11 (1975) 623
- DAE-78 W.W. Daehnick, M.J. Spisak, J.R. Comfort, H. Hafner & H.H. Duhm
Phys. Rev. Letters 41 (1978) 639
- DAE-80 W.W. Daehnick, J.D. Childs & Z. Vrcelj, Phys. Rev. C21
(1980) 2253
- DAE-81 W.W. Daehnick, M.J. Spisak & J.R. Comfort, Phys. Rev. C23
(1981) 1906
- DAE-86 W.W. Daehnick, R.E. Brown, E.R. Flynn, R.A. Hardekopf &
J.C. Peng, Phys. Rev. C34 (1986) 815
- DIC-65 J.K. Dickens, R.M. Drisko, F.G. Perey & G.R. Satchler,
Phys. Lett. 15 (1965) 337
- DRI-66 R.M. Drisko & F. Rybicki, Phys. Rev. Letters 16 (1966) 275
- DVE-72 R.M. DelVecchio & W.W. Daehnick, Phys. Rev. C6 (1972) 2095
- ECK-82 F.J. Eckle, Diplomarbeit, Universität München 1982
- EIR-74 A.M. Eiró & F.D. Santos, Nucl. Phys. A234 (1974) 301
- ENG-73 J.B. England, Nucl. Inst. & Meth. 106 (1973) 45
- ENT-83 F. Entezami, J.D. Brown, J.M. Barnwell, K.S. Dhuga, O. Karban,
J.M. Nelson & S. Roman, Nucl. Phys. A405 (1983) 69
- ERI-85 T.E.O. Ericson & M. Rosa-Clot, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 35
(1985) 271
- FEN-72 J.A. Fenton, T.H. Kruse, N. Williams, M.E. Williams &
R.N. Boyd, Nucl. Phys. A187 (1972) 123
- FEN-76 D.H. Feng, T. Udagawa & T. Tamura, Nucl. Phys. A274 (1976) 262
- FRI-80 R.P. Frick, Doktorarbeit, Universität München 1980
- FRI-82 J.L. Friar, B.F. Gibson, D.R. Lehman & G.L. Payne,
Phys. Rev. C25 (1982) 1616
- FRI-84 R.P. Frick et al., Z. Phys. A 'Atoms & Nuclei' 319
(1984) 133
- GLA-64 P.W.M. Glaudemans, G. Wiechers & P.J. Brussaard,
Nucl. Phys. 56 (1964) 548
- GLA-77 P. Glässel, Nucl. Instr. and Meth. 140 (1977) 61
- GLE-65 N.K. Glendenning, Phys. Rev. 136 (1965) B102
- GLE-75 N.K. Glendenning, Atomic & Nuclear Data Tables 16 (1975) 1
- GOD-77 R.P. Goddard, Nucl. Phys. A291 (1977) 13

- GOD-82 R.P.Goddard, L.D. Knutson, & J.A. Tostevin, Phys. Lett. 118B (1982) 241
- HAE-74a W. Haeberli in 'Polarization Nuclear Physics', (Ebermannstadt-Proceedings, ed. D. Fick), Lecture Notes in Physics 30, Springer Verlag, Heidelberg, 1974
- HAE-74b W. Haeberli in 'Nuclear Spectroscopy and Reactions' Part A , ed. J. Cerny, Academic Press 1974
- HAR-80 R.A. Hardekopf, R.F. Haglund jr., G.G. Ohlsen, W.J. Thompson, L.R. Veaser, Phys. Rev. C21 (1980) 906
- HAS-75 N. Hashimoto & M. Kawai, Phys. Letters 59B (1975) 223
- HAS-78 N. Hashimoto & M. Kawai, Prog. Theor. Phys. 59 (1978) 1245
- HAS-79 H. Hasper, Phys. Rev. C19 (1979) 1482
- HER-86 R. Hertenberger, Diplomarbeit, Universität München 1986
- IKO-78 P.G. Ikossi, A.M. McDonald & J.A. Kuehner, Nucl. Phys. A297 (1978) 1
- IOA-81a A.A. Ioannides, M.A. Nagarajan & R. Shyam, Nucl. Phys. A363 (1981) 150
- IOA-81b A.A. Ioannides, M.A. Nagarajan & R. Shyam, Phys. Lett. 103B (1981) 187
- JOH-71 R.C. Johnson & F.D. Santos, Particle & Nuclei 2 (1971) 285
- JOU-86 J. Jourdan, M. Baumgartner, S. Burzynski, P. Egelhof, R. Henneck, A. Klein, M.A. Pickar, G.R. Plattner, W.D. Ramsay, H.W. Roser & I. Sick, Nucl. Phys. A453 (1986) 220
- KAR-81 O. Karban & J.A. Tosevin, Phys. Letters 103B (1981) 259
- KAR-84 B.C. Karp, E.J. Ludwig, W.J. Thompson & F.D. Santos, Phys. Rev. Letters 53 (1984) 1619
- KIM-79 Y.E. Kim & Muslim, Phys. Rev. Letters 42 (1979) 1328
- KNU-75 L.D. Knutson, B.P. Hichwa, A. Barroso, A.M. Eiró, F.D. Santos & R.C. Johnson, Phys. Rev. Letters 35 (1975) 1570
- KRA-85 D. Krämer et al., Proc. 6th. Int. Symp. Pol. Phen. in Nucl. Physics, Osaka (1985) 1080
- KUB-86 K.-I. Kubo, M. Igarashi & K. Yagi in 'Deuteron Involving Reactions and Polarization Phenomena', (Tsukuba-Proceedings, eds. Y. Aoki & K. Yagi), World Scientific Publishing Co., Singapore, 1986
- KUN-69 DWBA-Programm DWUCK4 , P.D. Kunz, University of Colorado (1969), unveröffentlicht

- KUN-77 P.D. Kunz, Code CHUCK2, University of Colorado (1977), unveröffentlicht
- KUO-68 T.T.S. Kuo, Nucl. Phys. A122 (1968) 325
- LAW-80 R.D. Lawson, 'Theory of the Nuclear Shell Model' Clarendon Press, Oxford, 1980
- LED-78 'Table of Isotopes', 7th edition, eds. C.M. Lederer & V.S. Shirley, J. Wiley & Sons, New York, 1978
- LEW-70 M.B. Lewis & W.W. Daehnick, Phys. Rev. C1 (1970) 1577
- LOH-74 J.M. Lohr & W. Haeberli, Nucl. Phys. A232 (1974) 381
- LUI-80 Y.W. Lui, O. Karban, S. Roman, R.K. Bhowmik, J.M. Nelson & E.C. Pollaco, Nucl. Phys. A333 (1980) 205
- MAC-78 M.H. Macfarlane & S.C. Pieper, Code PTOLEMY, ANL-76-11 Rev.1, Argonne National Laboratory, Argonne, Illinois, modifiziert von R.P. Goddard, Feb. 1980
- MCF-65 L. McFadden & G.R. Satchler, Nucl. Phys. 84 (1965) 177
- MEI-82 R.J. de Meijer, L.W. Put, J.J. Akkerman & J.C. Vermeulen, Nucl. Phys. A386 (1982) 200
- MEL-86 S. Mellema, T.R. Wang & W. Haeberli, Phys. Lett. 166B (1986) 282
- MER-79 F. Merz, Zulassungsarbeit, Universität München 1979
- MOS-59 M. Moshinsky, Nucl. Phys. 13 (1959) 104
- NAG-82 M.A. Nagarajan & G.R. Satchler, Phys. Rev. Letters 49 (1982) 1899
- NAN-85 H. Nann, private Mitteilung 1985
- PER-62 F.G. Perey & B. Buck, Nucl. Phys. 32 (1962) 353
- PER-77 G. Perrin et al., Nucl. Phys. A282 (1977) 221
- PAU-71 M. Paul, A. Marinov, Ch. Drory, J. Burde, E. Navon & Sh. Morderchai, Nucl. Phys. A168 (1971) 267
- PIN-82 W.T. Pinkston & G.R. Satchler, Nucl. Phys. A383 (1982) 61
- RED-85 K.F. von Reden, W.W. Daehnick, S.A. Dytman, R.D. Rosa, J.D. Brown, C.C. Foster, W.W. Jacobs & J.R. Comfort, Phys. Rev. C32 (1985) 1465
- ROD-85 N.L. Rodning & L.D. Knutson, Proc. 6th. Int. Symp. Pol. Phen. in Nucl. Physics, Osaka (1985) 872
- ROM-77 S. Roman, A.K. Basak, J.B.A. England, J.M. Nelson, N.E. Sanderson, F.D. Santos & A.M. Eiró, Nucl. Phys. A289 (1977) 269

- SAN-79 F.D. Santos, A.M. Eiró & A. Barroso, Phys. Rev. C19 (1979) 238
- SAN-82 F.D. Santos, S.A. Tonsfelt, T.B. Clegg, E.J. Ludwig, Y. Tagishi & J.F. Wilkerson, Phys. Rev. C25 (1982) 3243
- SAN-84 F.D. Santos & A.M. Eiró, Portug. Phys. 15 (1984) 65
- SAN-85a F.D. Santos, A. Arriaga, A.M. Eiró & J.A. Tostevin Phys. Rev. C31 (1985) 707
- SAN-85b F.D. Santos, B.C. Karp, J.E. Bowsher, E.J. Ludwig & A.M. Eiró Phys. Rev. C32 (1985) 338
- SAS-79 T. Sasakawa & T. Sawada, Phys. Rev. C19 (1979) 2035
- SAT-60 G.R. Satchler, Nucl. Phys. 21 (1960) 116
- SAT-83a G.R. Satchler, 'Direct Nuclear Reactions', Clarendon Press, Oxford, 1983
- SAT-83b G.R. Satchler & W.T. Pinkston, Nucl. Phys. A411 (1983) 144
- SAT-84 G.R. Satchler & W.T. Pinkston, Phys. Letters 134B (1984) 7
- SCH-74 J.L. Schoonover, P.F. Hinrichsen, J.E. Kitching, J.K.P. Lee & S.K. Mark, Nucl. Phys. A234 (1974) 331
- SCH-80 H.J. Scheerer et al., Beschleunigerlaboratorium München, Jahresbericht 1980
- SCH-85 P. Schiemenz et al., Proc. 6th. Int. Symp. Pol. Phen. in Nucl. Physics, Osaka (1985) 1056
- SCH-86 R. Schiavilla, V.R. Pandharipande & R.B. Wiringa, Nucl. Phys. A449 (1986) 219
- SEI-82 N. Seichert, Doktorarbeit, Universität München 1982
- SON-67 P.G. Sona, Energia Nucleare 14 (1967) 295
- TAK-74 N.B. de Dakacsy, Nucl. Phys. A231 (1974) 243
- TAL-52 I. Talmi, Helv. phys. Acta 25 (1952) 185
- THO-78 A.W. Thomas, AIP Conf. Proc. 41, eds. H. Faering, D. Measday, A. Strathdee, AIP, New York 1978
- THO-86 I.J. Thompson, private Mitteilung 1986
- TOS-83 J.A. Tostevin, Phys. Rev. C28 (1983) 961
- TOS-84 J.A. Tostevin, J.M. Nelson, O. Karban, A.K. Basak & S. Roman, Phys. Letters 149B (1984) 9
- TOS-85 J.A. Tostevin, J. Phys. G: Nucl. Phys. 11 (1985) L211

- TOW-69 I.S. Towner & J.C. Hardy, Adv. in Physics 18 (1969) 401
- TRO-81 H.J. Trost, Dissertation, Hamburg, 1981
- UDA-73 T. Udagawa, H.H. Wolter & W.R. Coker, Phys. Rev. Letters 31 (1973) 1507
- VET-85 M.C. Vetterli, J.A. Kuehner, A.J. Trudel, C.L. Woods, R. Dymarz, A.A. Pilt & H.R. Weller, Phys. Rev. Letters 54 (1985) 1129
- WEL-84 H.R. Weller, P. Colby, N.R. Roberson & D.R. Tilley, Phys. Rev. Letters 53 (1984) 1325
- WEL-86 H.R. Weller, P. Colby, J. Langenbrunner, Z.D. Huang, D.R. Tilley, F.D. Santos, A. Arriaga & A.M. Eiró, Phys. Rev. C34 (1986) 32
- WIE-85 H. Wienke, H.P. Blok, J.F.A. van Hienen & J. Blok, Nucl. Phys. A442 (1985) 397
- WIL-71 B.H. Wildenthal, E.C. Halbert, J.B. McGrory & T.T.S. Kuo, Phys. Rev. C4 (1971) 1266
- WIL-83 B.H. Wildenthal in 'Progress in Particle and Nuclear Physics', Vol. 11, ed. D. Wilkinson, Pergamon Press, Oxford 1983
- WOU-76 A. van der Woude & R.J. de Meijer, Nucl. Phys. A258 (1976) 199

Diese Dissertation wurde am Lehrstuhl Prof. Dr. U. Meyer-Berkhout im Rahmen eines Förderungsvorhabens des Bundesministeriums für Forschung und Technologie durchgeführt.

Herrn Prof. Dr. U. Meyer-Berkhout danke ich für sein wohlwollendes Interesse und seine jederzeit bereitwillige Unterstützung.

Mein besonders herzlicher Dank gebührt Herrn Prof. Dr. Gerhard Graw für die Anregung zu dieser Arbeit und die intensive Förderung dieser Dissertation. Seine stete Diskussionsbereitschaft und engagierte Betreuung hat in entscheidendem Maße zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Die in dieser Arbeit beschriebenen Experimente wurden unter Mitwirkung von Dr. H. Clement, F.J. und G. Eckle, Prof. Dr. G. Graw, R. Hertenberger, H. Kader, Dr. W. Mayer, Dr. H.J. Scheerer, Dr. N. Seichert und Dr. P. Schiemenz durchgeführt. Ihnen allen will ich an dieser Stelle für die enge und freundschaftliche Mitarbeit danken.

Nicht zuletzt danke ich auch Herrn R. Lutter für seine Unterstützung beim Erstellen der 'Online'-Programme sowie Frau E. Maier für ihre gewissenhafte Ausführung der Zeichnungen und Herrn F.M. Schmidt für die sorgfältigen photographischen Reproduktionen.

Lebenslauf

Mein Name ist Florian Hermann Adolf Merz; ich wurde am 13. Juli 1953 als Sohn des Porzellanobermalers Adolf Merz und dessen Ehefrau Lotte, geb. Bommer, in Traunstein geboren.

Von 1959 bis 1964 besuchte ich die Volksschule in Übersee und trat von dort in das Chiemgau-Gymnasium in Traunstein über, das ich 1973 mit dem Abitur verließ.

Im Wintersemester 1973/74 begann ich das Studium der Physik und Mathematik an der Ludwig-Maximilians-Universität in München. Nach dem Sommersemester 1974 mußte ich das Studium zur Ableistung des Wehrdienstes unterbrechen und trat zum Wintersemester 1975/76 wieder in die Ludwig-Maximilians-Universität ein. Im Frühjahr 1980 schloß ich mein Studium mit dem Staatsexamen für das Lehramt an Gymnasien in Physik (Zulassungsfach) und Mathematik ab.

Seit 1. 7. 1980 bin ich als wissenschaftlicher Angestellter bei der Sektion Physik der Universität München am Lehrstuhl Meyer-Berkhout beschäftigt, seit Dezember 1984 als vollbeschäftigte wissenschaftliche Hilfskraft. Meine Tätigkeit bewegte sich im Rahmen des Forschungsvorhabens 'Untersuchung von Kernreaktionen mit polarisierten Teilchen am Münchner MP-Tandembeschleuniger'. Der Schwerpunkt meiner Aufgaben lag neben der Mithilfe bei Aufbau und Durchführung der Experimente im Erstellen von Computerprogrammen zur Online-Datenerfassung und Berechnung der Observablen und der Auswertung der experimentellen Daten von Transferreaktionen.

Seit 1975 bin ich mit meiner Frau Dorothea, geb. Hallwerger verheiratet; wir haben drei Kinder.

